ARCHIV FÜR METEOROLOGIE, GEOPHYSIK UND BIOKLIMATOLOGIE

HERAUSGEGEBEN VON

DOZENT DR. W. MÖRIKOFER
PHYSIKALISCH-METEOROLOGISCHES OBSERVATORIUM
DAVOS

PROF. DR. F. STEINHAUSER
ZENTRALANSTALT FÜR METEOROLOGIE UND GEODYNAMIK
WIEN

SERIE A
METEOROLOGIE UND GEOPHYSIK

BAND II, 1. HEFT
MIT 43 TEXTABBILDUNGEN
(ABGESCHLOSSEN AM 20. DEZEMBER 1949)

WIEN
SPRINGER-VERLAG
1950

Arch. Met. Geoph.
Biokl. A.

Serie A, Band II **Inhaltsverzeichnis** Heft 1

Seite

Jacobs, W. C. The Distribution and some Effects of the Seasonal Quantities of E–P (Evaporation minus Precipitation) over the North Atlantic and North Pacific. (With 6 Figures) 1

Flohn, H. Grundzüge der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation auf der Südhalbkugel. (Mit 12 Textabbildungen) 17

Mieghem, J. Van. Sur le mouvement isobarique de l'air atmosphérique .. 65

Möller, F. Eine Berechnung des horizontalen Großaustausches über dem Atlantischen Ozean. (Mit 2 Textabbildungen) 73

Hoinkes, H. Föhnentwicklung durch Höhentiefdruckgebiete. (Mit 8 Textabbildungen) 82

Schneider-Carius, K. Die Bedeutung des Schichtenbaues der Troposphäre für die Aufstellung von Wolkensystemen 97

Weixlederer, R. Über den Zusammenhang zwischen Labilitätsenergie und Gewitterbildung in den Nordalpen. (Mit 1 Textabbildung) 119

Fritsch, V. Einige funkgeologische Untersuchungen nach der Ersatzkapazitäts- und Ausbreitungsmethode mit nahem Sender und die Möglichkeit einer indirekten Anzeige tiefer elektrischer Diskontinuitäten. (Mit 14 Textabbildungen) 127

Buchbesprechungen 144

Annali di Geofisica (F. Steinhauser). — Journal of Geophysical Research (F. Steinhauser). — Geophysik, Teil I und II (F. Steinhauser). — Scherhag, R., Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose (F. Steinhauser). — Namias, J., Extended Forecasting by Mean Circulation Methods (F. Steinhauser). — Schell, I. I., Dynamic Persistence and its Applications to Long-range Foreshadowing (F. Steinhauser). — Chalmers, J. A., Atmospheric Electricity (H. Israël). — Frey, K., Beiträge zur Entwicklung des Föhns und Untersuchungen über Hochnebel (F. Steinhauser). — Murgatroyd, R. J. und C. J. B. Clews, Wind at 100 000 ft over South-East England. Observations and a Discussion of the Monsoon Theory of Wind at Great Heights (F. Steinhauser). — Schwerdtfeger, W., Untersuchungen über den Aufbau von Fronten und Kaltlufttropfen (F. Steinhauser). — Schulz, G., Die Arbeiten und Forschungsergebnisse der Wolkenforschungsstelle des Reichsamtes für Wetterdienst in Prag (F. Steinhauser). — Brocks, K., Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenabhängigkeit der Temperatur in den unteren 300 Metern der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion (F. Steinhauser). — Berg, H., Allgemeine Meteorologie (F. Steinhauser).

Das

„Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie"

erscheint in zwangloser Folge in zwei parallelen Serien:

Serie A Meteorologie und Geophysik: Allgemeine, theoretische und synoptische Meteorologie, Geophysik der Atmosphäre, des Meeres und des festen Erdbodens.

Serie B Allgemeine und biologische Klimatologie: Allgemeine und medizinische Klimatologie, Agrar- und Mikroklimatologie, Meteorobiologie, Strahlungsforschung.

Die beiden Serien können unabhängig voneinander bezogen werden. Die Hefte werden einzeln berechnet und zu Bänden von 25—30 Bogen vereinigt.

Das Archiv soll wissenschaftlich einwandfreie Arbeiten von allgemein fachlichem Interesse veröffentlichen. Es werden deshalb nur Originalarbeiten aufgenommen, die neue Erkenntnisse bringen, und zwar Aufsätze größeren Umfanges wie auch kleine Mitteilungen. Gelegentlich wird auch durch Sammelreferate über die neuesten Ergebnisse einzelner Spezialgebiete ein Überblick über den jeweiligen Stand eines bestimmten Problems gegeben werden, wobei besonders durch Hervorheben der noch ungelösten Fragen der weiteren Forschung Anreiz geboten werden soll. Schließlich werden auch kritische Buchbesprechungen auf bedeutende Neuerscheinungen aus unserem Wissensgebiet hinweisen.

Fortsetzung auf der III. Umschlagseite

551.573 : 551.46

(Scripps Institution of Oceanography[1], University of California.)

The Distribution and some Effects of the Seasonal Quantities of *E—P* (Evaporation minus Precipitation) over the North Atlantic and North Pacific.

By

Woodrow C. Jacobs,

Headquarters, Air Weather Service, Washington D. C.

With 6 Figures.

Summary. In connection with an investigation of the energy relations between sea and atmosphere, two by-products were a set of seasonal precipitation charts for all oceans and a set of seasonal evaporation charts for the North Atlantic and North Pacific oceans. These data have made possible the determination of the important seasonal and annual values of $E-P$ for the latter two areas. Some of the more important conclusions drawn from these computations are that:

1. The $E-P$ values over the North Atlantic and North Pacific are nearly everywhere greatest in winter and least in summer.

2. The largest positive values of $E-P$ occur in the subtropical regions during all seasons, with secondary areas of maximum $E-P$ during one or more of the cooler seasons in the western portions of the oceans south of latitude 40° N. Large negative values occur in the equatorial regions and at high latitudes in the northeastern portions of both oceans throughout the year.

3. The total excess of evaporation over precipitation is, in both oceans, much greater in winter than in summer. In fact, the total precipitation over both oceans during summer exceeds the total evaporation, indicating that the Northern Hemisphere oceans are not sources of moisture for precipitation over land during that season.

4. Through the use of WÜST's formulae, which show the relation between the zonal values of the surface salinity and the zonal values of the annual $E-P$, an annual chart of the computed surface salinities has been prepared. An additional difference chart of the observed minus the computed salinities for the North Atlantic and North Pacific indicates that there is a tendency for the areas of maximum (or minimum) surface salinities to be displaced (*cum sole*) in the direction of surface flow away from the areas of maximum (or minimum) $E-P$.

[1] Contribution No. 440, New Series.

5. A plot (on an equal-area scale) of the average zonal values of the observed minus the computed salinities indicates that the positive areas on the preceding difference chart very nearly equal in extent the negative areas in the North Pacific, but that, in the North Atlantic, the positive areas (regions showing importation of high salinity water) greatly exceed the negative areas in extent. If the difference values are taken to be approximately correct, this result implies that considerable high salinity water must be advected into the North Atlantic across the Equator from the South Atlantic.

Zusammenfassung. Im Zusammenhang mit einer Untersuchung über die energetischen Beziehungen zwischen Meer und Atmosphäre wurden als Nebenergebnisse eine Serie von jahreszeitlichen Niederschlagskarten für alle Ozeane und eine Serie von jahreszeitlichen Verdunstungskarten für den Nordatlantischen und den Nordpazifischen Ozean aufgestellt. Dadurch wurde für diese zwei Gebiete die Bestimmung der wichtigen Werte von $E-P$ (Verdunstung — Niederschlag) für die Jahreszeiten und das Jahr ermöglicht. Die wichtigsten Folgerungen aus diesen Berechnungen sind:

1. Die $E-P$-Werte über dem Nordatlantischen und dem Nordpazifischen Ozean sind fast überall am größten im Winter und am kleinsten im Sommer.

2. Die größten positiven Werte von $E-P$ finden sich in allen Jahreszeiten in den subtropischen Gebieten mit sekundären Maxima während einer oder mehrerer kühlerer Jahreszeiten in den westlichen Teilen der Ozeane südlich von 40° N. Große negative Werte von $E-P$ treten während des ganzen Jahres in den Äquatorialgebieten auf sowie unter hohen Breiten in den nordöstlichen Gebieten beider Ozeane.

3. Der gesamte Überschuß der Verdunstung über den Niederschlag ist in beiden Ozeanen im Winter viel größer als im Sommer. Der gesamte Niederschlag über beiden Ozeanen übersteigt im Sommer tatsächlich die gesamte Verdunstung, woraus hervorgeht, daß die Ozeane der Nordhemisphäre während dieser Jahreszeit nicht Feuchtigkeitsquellen für den Niederschlag über dem Lande sind.

4. Unter Benützung der Formeln von WÜST, die eine Beziehung zwischen den Zonenwerten des Oberflächensalzgehalts und den jährlichen Zonenwerten von $E-P$ geben, wurde eine Jahreskarte der berechneten Oberflächensalzgehalte aufgestellt. Eine weitere Karte der Differenzen zwischen den beobachteten und den berechneten Salzgehalten des Nordatlantik und des Nordpazifik läßt erkennen, daß für die Gebiete maximalen (bzw. minimalen) Oberflächensalzgehalts die Tendenz besteht, sich im Uhrzeigersinn in der Richtung der Oberflächenströmung von den Gebieten maximaler (bzw. minimaler) Werte von $E-P$ hinweg zu verlagern.

5. Ein Diagramm mit flächentreuer Skala mit den mittleren Zonenwerten der Differenzen zwischen beobachteten und berechneten Salzgehalten läßt erkennen, daß die positiven Gebiete der vorangehenden Differenzkarte im Nordpazifik fast genau gleich groß sind wie die negativen Gebiete, daß dagegen im Nordatlantik die positiven Gebiete (mit Zufluß von Wasser mit hohem Salzgehalt) die negativen Gebiete an Ausdehnung stark übertreffen. Nimmt man an, daß die Differenzwerte annähernd richtig sind, so folgt daraus, daß ein beträchtlicher Zufluß von Wasser mit hohem Salzgehalt vom Südatlantik über den Äquator zum Nordatlantik stattfinden muß.

Résumé. En marge de recherches sur les relations énergétiques entre la mer et l'atmosphère, nous avons dressé une série de cartes saisonnières des

précipitations pour tous les océans ainsi que des cartes saisonnières de l'évaporation pour l'Océan Atlantique nord et l'Océan Pacifique nord. Ces documents rendirent possible la détermination par saison et par année de la grandeur importante $E-P$ (évaporation — précipitations). Les conclusions découlant de ces calculs sont les suivantes.

1. Les valeurs de $E-P$ pour l'Atlantique nord et le Pacifique nord sont presque partout maxima en hiver et minima en été.

2. Les plus grandes valeurs positives de $E-P$ se rencontrent en toutes saisons dans les régions subtropicales avec des maxima secondaires lors d'une ou de plusieurs saisons froides dans les parties occidentales de ces océans, au sud de 40° N. De fortes valeurs négatives de $E-P$ apparaissent pendant toute l'année dans les régions équatoriales ainsi que sous les hautes latitudes dans les parties Nord-Est des deux océans.

3. L'excédent total d'évaporation sur les précipitations est beaucoup plus fort en hiver qu'en été dans les deux océans. Les précipitations totales l'emportent en fait en été sur l'évaporation, d'où il suit que les océans de l'hémisphère nord ne sont pas en cette saison des sources d'humidité pour les pluies continentales.

4. On a dressé une carte des valeurs annuelles de la salinité des eaux superficielles en utilisant les formules de Wüst qui fournissent une relation entre la salinité zonale et les valeurs zonales annuelles de $E-P$. Une carte contenant les différences entre les salinités observées et calculées de l'Atlantique nord et du Pacifique nord montre que les régions à salinité superficielle maximum (ou minimum) ont tendance à s'écarter dans le sens direct des régions à valeur maximum (ou minimum) de $E-P$ dans la direction des courants de surface.

5. Un diagramme à échelle à surfaces conformes des valeurs moyennes zonales des différences entre les salinités observées et calculées montre que les régions positives de la carte précédente sont presque de même étendue dans le Pacifique nord que les régions négatives, mais que par contre dans l'Atlantique nord les régions positives (alimentées par de l'eau plus salée) sont nettement plus étendues que les régions négatives. Si l'on admet que les différences en question sont à peu près exactes, il s'ensuit qu'un apport important d'eau à forte salinité a lieu de l'Atlantique sud vers l'Atlantique nord.

I. Introduction.

Some results of an investigation on the energy exchange between sea and atmosphere have already been published (Jacobs, 1942 and 1943) together with seasonal charts of evaporation rates over the North Atlantic and North Pacific. More recently the author has prepared seasonal precipitation charts for all oceans (Jacobs, 1948 a). The existence of these two sets of data permits the determination of the important seasonal and annual values of $E-P$ for the North Atlantic and North Pacific. This information is of oceanographic interest to the extent that the difference between evaporation and precipitation (through the control of surface salinities) is a factor, in addition to surface heating and cooling, that serves to alter the distribution of density in the oceans. The data are of meteorological interest to the extent that they identify the principal oceanic sources of moisture that enters into precipitation over the land surfaces of the Northern Hemisphere.

II. The Seasonal and Annual Values of $E-P$ for 10-Degree Squares in the North Atlantic and North Pacific.

It is not practicable to include all of the seasonal charts and the annual chart of $E-P$ in the present short paper. However, the winter and summer charts are given as figures 1 and 2. The outstanding features of the $E-P$ charts are the large positive values that occur in the subtropical regions and the large negative values that occur in the equatorial regions and in high latitudes in the northeastern portions of both oceans. Secondary areas of maximum $E-P$ occur in the western portions of the oceans south of latitude 40° N., during the cooler seasons in the North Atlantic and during winter in the North Pacific. There is, in addition, during winter a third area of maximum $E-P$ in the northern North Atlantic, centered slightly west of the 40th meridian and north of latitude 40° N. In the eastern North Pacific, the horizontal difference between the annual $E-P$ at the Equator and that in latitude 20° N., is of the order of 180 cms; and in the Atlantic, of the northeast coast of South America, it is of the order of 150 cms within the same latitude range.

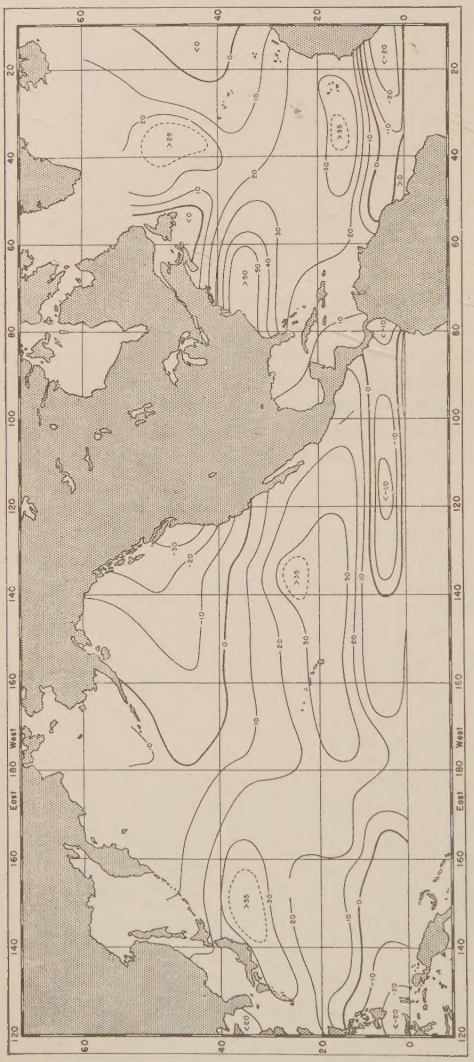

Fig. 1. Mean values for $E-P$ over the North Atlantic and North Pacific during winter (Dec., Jan., Feb.) expressed in cms/season.

The seasonal values of $E-P$ arranged according to latitude show subtropical maxima in both oceans. They show, further, that the $E-P$ values are greatest in winter, least in summer, and, in all seasons, negative south of

latitude 10° N. and north of latitude 45° N. except in the North Atlantic, where the winter values are positive everywhere north of the 10° N. parallel.

ALBRECHT (1947) has recently prepared a rough annual chart showing the annual $E-P$ over the oceans based upon comparisons between observed surface salinities and those computed by means of WÜST's (1936) formulae which give the surface salinities as a function of $E-P$, a method which will be discussed in greater detail in the last section.

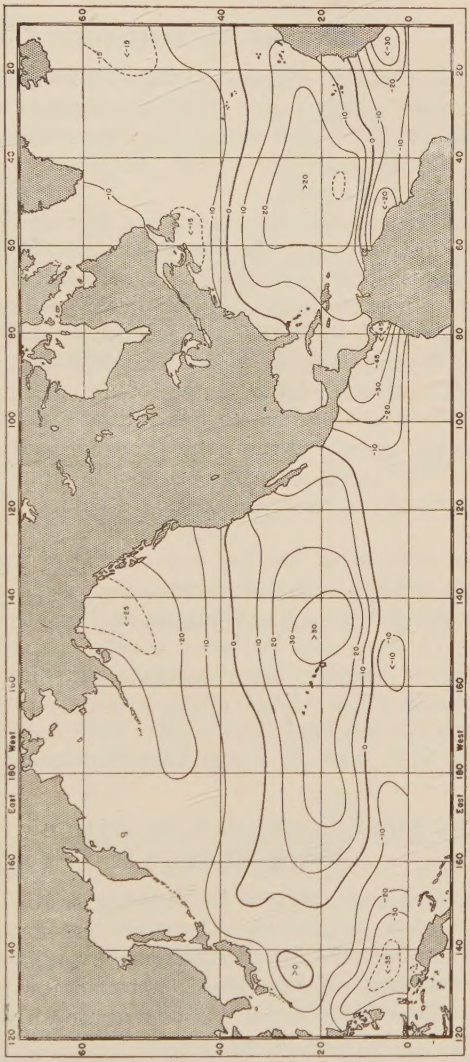

Fig. 2. Mean values for $E-P$ over the North Atlantic and North Pacific during summer (June, July, Aug.) expressed in cms/season.

A comparison of ALBRECHT's annual chart and the one prepared from the evaporation and precipitation data shows that the two agree in the gross features. Both show large areas of maximum $E-P$ in the subtropics with their long axes oriented approximately east-west. However, in the North Pacific, ALBRECHT places the center of the maximum along the 180th meridian at about latitude 20° N. The author's chart, on the other hand, shows the center to be located considerably farther eastward at longitude 145° W. and latitude 18° N. In the North Atlantic, ALBRECHT places the center of the maximum area along the 40th meridian at about latitude 20° N., while the author's chart shows this area to be located at 45° W. und 15° N. Subsequent discussion will show that this displacement of the centers would be expected on the basis of the horizontal circulation which tends to shift the areas of maximum surface salinity away from the areas of

maximum $E-P$. WÜST's formulae apply regionally only in the absence of significant horizontal transport. Therefore, any $E-P$ chart based upon an examination of the distribution of surface salinities can, at best, be only a rough approximation.

III. The Thermohaline Circulations.

A few remarks are perhaps in order relative to the haline and thermal circulations which result from the regional differences in heating and cooling and $E-P$, even though the forces created are relatively unimportant as far as their effects upon the general horizontal circulations of the oceans are concerned.

If $E-P$ were the only factor serving to determine the distribution of density in the oceans, the distribution would be altered in such a fashion that the isosteric surfaces would, in general, slope upward toward the centers of maximum $E-P$ in each ocean, the magnitude of the slope being proportional to the horizontal gradients of $E-P$. The final result would be the development of weak cyclonic haline circulations in the surface layers about each of the centers of maximum $E-P$. The haline circulations resulting from the regional differences in $E-P$ would thus tend to oppose the general anticyclonic wind circulations which exist in the two oceans. The accompanying north-south circulation would, at the surface, be directed from regions of negative values of $E-P$ to regions of positive values.

The differential heating and cooling of the ocean surfaces would, in general, create a surface flow from low to high latitudes. Thus the north-south circulations arising from the heating at the Equator and the relative cooling in the higher latitudes would augment the haline circulations in the regions between the subtropics and high latitudes.

Because of the relative unimportance of these processes in determining the general horizontal circulations of the oceans, no attempt will be made to deal with them in a quantitative manner.

IV. The Total Excess of Evaporation over Precipitation in the North Atlantic and North Pacific.

The seasonal values of the total excess of evaporation over precipitation are given in figure 3. These curves show that the principal oceanic source of moisture for precipitation over land is the subtropical ocean area. The equatorial regions do not contribute during any season, nor do the latitudes higher than 45° contribute anywhere except in the North Atlantic during the winter season.

As shown by the data in table 1, the seasonal variations in $\Sigma(E-P)$ are greater in the North Pacific than in the North Atlantic. This is exactly opposite in the case of evaporation (see JACOBS, 1943).

To obtain some idea of the magnitude of the seasonal totals of $\Sigma(E-P)$ given in Table 1, and of their possible importance to the water economy

of the two oceans, it is convenient to compare the quantities with the volumes of water transported by ocean currents. If it could be assumed that the North Atlantic Ocean were closed everywhere except through the Straits of Florida, the computed $\Sigma(E-P)$ quantities (neglecting the

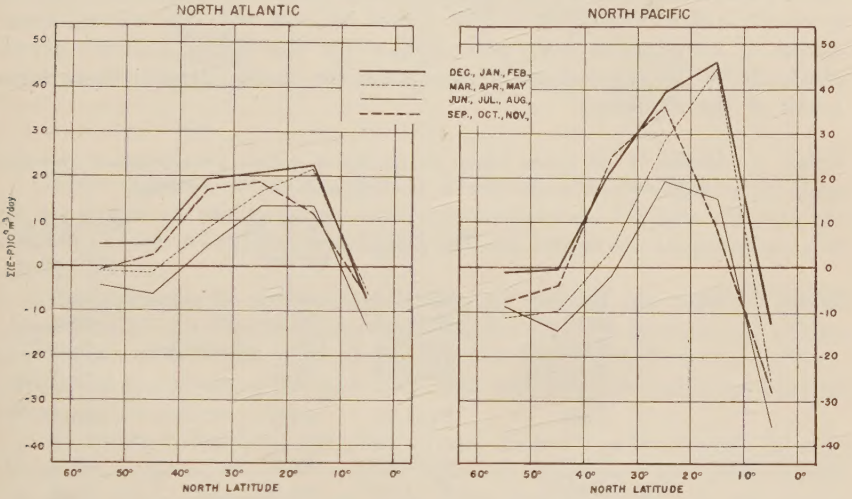

Fig. 3. Seasonal values of the total evaporation minus precipitation, $\Sigma(E - P)$, for the North Atlantic and North Pacific.

effects of run-off from land surfaces) would require the following compensating flows through the Straits in order that there be no change in sea-level:

Winter	0,76	million	m^3/sec	Inflow
Spring	0,43	,,	,,	,,
Summer	0,07	,,	,,	,,
Autumn	0,47	,,	,,	,,
Year	0,43	,,	,,	,,

These values may be compared to the actual transport through the Straits of Florida which is approximately 26 million m^3/sec., and to the transport within the Gulf Stream off the east coast of the United States which averages approximately 80 million m^3/sec.

It should be mentioned that the seasonal totals of $\Sigma(E-P)$ for the North Atlantic do not include the totals for the Mediterranean Sea, the Black Sea or the Arctic Mediterranean Sea[1], all of which are tributary to

[1] The Arctic Mediterranean includes the North Polar Sea, the waters of the Canadian Archipelago, Baffin Bay, and the Norwegian Sea, and is therefore separated from the open Atlantic by a line joining Labrador and Greenland in Davis Strait and running through Greenland, Iceland, Faeroe Islands, Scotland, and England, and across the English Channel to the Continent (SVERDRUP, l. c.).

the North Atlantic. However, according to data given by SVERDRUP (1942), the annual excess of precipitation over evaporation in the Arctic Mediterranean is about $2{,}84 \times 10^{12}\,m^3$/year. This amount is almost exactly balanced by the excess of evaporation over precipitation that occurs within the Black Sea and the Mediterranean Sea where the total $\Sigma\,(E-P)$ is about $2{,}77 \times 10^{12}\,m^3$/year[1]. This would indicate that the annual total excess of evaporation over precipitation for the North Atlantic given above should be approximately correct for the entire Atlantic Basin area north of the Equator.

Table 1. *Means of the Total Daily Evaporation minus Precipitation Deficit.* $[\Sigma\,(E-P)]$ *over the North Pacific and North Atlantic.*

Area	Season	Mean $\Sigma\,(E-P)$ $10^6\,m^3$/day	$\Sigma\,(E-P)$ for both oceans per cent		Mean Annual $\Sigma\,(E-P)$ per cent
North Pacific	Winter	93542,3	58,8		73,9
	Spring	30174,3	44,8		23,9
	Summer	— 26290,5	130,1	(of deficit)	— 20,8
	Autumn	29033,8	44,3		23,0
	Year	31615,0	45,8		100,0
North Atlantic ...	Winter	65627,3	41,2		43,8
	Spring	37110,0	55,2		24,8
	Summer	6075,0	— 30,1	(of deficit)	4,1
	Autumn	40875,5	55,7		27,3
	Year	37422,0	54,2		100,0
Both Oceans	Winter	159169,6	100,0		57,6
	Spring	67284,3	100,0		24,4
	Summer	— 20215,5	100,0		— 7,3
	Autumn	69909,3	100,0		25,3
	Year	69037,0	100,0		100,0

Total Annual $\Sigma\,(E-P)$:

North Pacific
$= 11\,539{,}5 \times 10^9\,m^3$/year: equivalent to a mean depth of 14,2 cms/year,
North Atlantic
$= 13\,659{,}0 \times 10^9\,m^3$/year: equivalent to a mean depth of 34,5 cms/year,
Both Oceans[2]
$= 25\,198{,}5 \times 10^9\,m^3$/year: equivalent to a mean depth of 20,8 cms/year.

[1] These totals were estimated from an examination of the differences between salinities of outflowing and inflowing waters.

[2] This value can be considered to represent the total $\Sigma\,(E-P)$ over all Northern Hemisphere oceans except the Red Sea and that portion of Indian Ocean north of the Equator. This is true because the negative $\Sigma\,(E-P)$ of the Arctic Mediterranean almost exactly balances the positive combined $\Sigma\,(E-P)$ of the Mediterranean and Black Seas.

If the same reasoning is applied to the North Pacific, that is, if it is assumed that the North Pacific is closed everywhere except, say, through the Bering Straits, the differences between evaporation and precipitation would require the following compensating flows through the Straits:

Winter	1,08	million m^3/sec	Inflow
Spring	0,35	,, ,,	,,
Summer	0,30	,, ,,	Outflow
Autumn	0,34	,, ,,	Inflow
Year	0,37	,, ,,	,,

These figures are interesting in that they show in summer (when there is an excess of precipitation over evaporation) an outflow through the Straits which would be due to the annual excess of evaporation over precipitation.

For purposes of comparison, it may be pointed out that the actual transport of the Pacific Equatorial Counter Current is about 25 million m^3/sec. in mid-Pacific, that of the Kuroshio is about 45 million m^3/sec., while the transport of the relatively wide but sluggish California Current is about 10 million m^3/sec.

As shown in table 1, the total annual $\Sigma(E-P)$ in the North Atlantic is of the order of 14×10^{12} m^3/year which is equivalent to a mean depth of about 34,5 centimeters per year. The total $\Sigma(E-P)$ over the North Pacific, on the other hand, is only $11{,}5 \times 10^{12}$ m^3/year which is equivalent to a mean depth of approximately 14 centimeters per year. Only during winter does the $\Sigma(E-P)$ of the North Pacific exceed that of the North Atlantic. *Thus, in spite of its greater area, the North Pacific actually contributes less moisture for precipitation over land than does the North Atlantic.*

The total annual excess of evaporation over precipitation for both oceans is of the order of 25×10^{12} m^3/year which is equivalent to a mean depth of approximately 21 centimeters per year. Because the excess precipitation of the Arctic Mediterranean almost exactly balances the excess evaporation of the Black Sea and Mediterranean Sea, this figure can be considered to represent all the Northern Hemisphere oceans with the exception of the Red Sea and the portions of the Indian Ocean north of the Equator. It is to be expected that these latter two areas will also tend to balance one another. Evaporation figures are not available for the Indian Ocean, but because of the great amount of precipitation in this area it is to be expected that precipitation will greatly exceed evaporation as far as the annual total is concerned. In the Red Sea, on the other hand, it is to be expected that evaporation greatly exceeds precipitation as indicated by the high surface salinities. Vercelli (1925) estimates that the evaporation in the Red Sea is approximately 3,5 meters per year which, because of the low amount of precipitation would give an annual excess of evaporation over precipitation greater than 3 meters. However, Vercelli's results may be doubtful since he has based his computations

upon pan measurements made at shore stations. He concludes, for example, that the evaporation in this area is greater in summer than in winter. This conclusion is based on the assumption that the annual variation of evaporation over land is the same as the annual variation over an extensive sea surface which is obviously incorrect. It is to be expected that in the Red Sea winter evaporation will exceed summer evaporation as it does in other ocean areas similarly located.

Neglecting for the moment the transport of water vapor across the Equator, the figure of 25×10^{12} m^3/year should approximately equal the excess amount of water available for precipitation over land. By the same reasoning, this amount should also equal the total run-off from all land areas in the Northern Hemisphere, for it can be assumed that the oceans are neither gaining nor losing mass. However, due to the transport of water vapor across the Equator, particularly by the Asiatic Monsoon Current of northern summer, it is to be expected that the total moisture available from the oceans for precipitation over the land surfaces of the Northern Hemisphere will be somewhat greater.

The data in table 1 show that, *in summer, the Northern Hemisphere oceans are not sources of moisture for precipitation over land.* The total excess of precipitation over evaporation of approximately 20×10^9 m^3/day means either that this amount is supplied by excess evaporation over the continents or that this amount is transported across the Equator from the winter hemisphere. It is suggested that both conclusions are true. It is known that evaporation over land surfaces is at a maximum during summer, although it has not been known that the total excess over precipitation exceeds that of the oceans during this season. It is also probable, as has been indicated, that considerable water vapor is transported northward across the Equator during the northern summer months, particularly within the Asiatic monsoon streams of the Indian Ocean and southwestern North Pacific.

Table 2. *Seasonal Ratios between Total Daily Evaporation minus Precipitation Deficit $\Sigma(E-P)$ in the North Pacific and North Atlantic Oceans.*

Season	Ratio $\frac{\Sigma(E-P)\text{ (N. Pacific)}}{\Sigma(E-P)\text{ (N. Atlantic)}}$
Winter	1,43
Spring	0,81
Summer	— 4,33
Autumn	0,71
Year	0,84

BYERS (1944) has noted that, in summer, the surfaces of the average potential temperature over the Pacific off the North American coast slope upward toward the west; and from this fact he concludes that the North Pacific cannot act as an important source of moisture for precipitation

over North America during this season. This verifies, in part, the similar conclusion arrived at in this section on the basis of the $\Sigma(E-P)$ values and as shown by table 1.

The seasonal ratios between the $\Sigma(E-P)$ values in the North Pacific and North Atlantic are given in table 2 which quantitatively illustrates the wide seasonal variations in this quantity between the two oceans.

V. Relations between the Annual Regional Values of $E-P$ and Surface Salinities over the North Atlantic and North Pacific[1].

In the absence of horizontal flow, the surface salinity of any part of the ocean would be mainly determined by three processes: Decrease of salinity by precipitation, increase of salinity by evaporation, and change of salinity by vertical mixing. In general, we should expect the regions where $E-P$ is large to be also regions of high surface salinities and the regions where $E-P$ is small, or negative, to be regions of low surface salinities. However, horizontal flow is also important in determining the regional salinity, and acts towards displacing the areas of maximum (or minimum) salinity in the direction of surface flow away from the areas of maximum (or minimum) $E-P$.

WÜST (1936) has found that the average annual surface salinities can be related to the average annual latitudinal values of $E-P$ quite accurately by a simple empirical expression of the form:

$$S_0 = K(E-P) + S_K, \tag{1}$$

where S_0 is surface salinity, K is a constant, S_K is a constant salinity, and $E-P$ is given in cm/year. He finds it necessary, however, to assign different values for K and S_K for the several oceans. His values for K range from 0.0170 in the North Atlantic between latitudes 25° N. and 40° N. to 0,0179 in the Atlantic area between 50° S. and 20° N. His values for S_K range from a low value of $33{,}70\,^0/_{00}$ for the Pacific area between 15° N. and 40° N. to a high value of $35{,}30\,^0/_{00}$ for the Atlantic area between 25° N. and 40° N. His formulae do not apply near the coasts where the horizontal transport term tends to be large and where the effects of run-off from land surfaces may be important. They also do not apply near the Equator.

Through the use of WÜST's formulae which apply to the North Pacific and North Atlantic it is possible, on the basis of the established annual $E-P$ values, to prepare a salinity chart which, in at least a semi-quantitative manner, will show the distribution of the annual surface salinity as it would exist in the absence of an oceanic circulation. As has just been pointed out, WÜST's formulae are not intended to apply near the coasts, where run-off could be important, nor do they appear to give

[1] Some empirical relations between seasonal values of $E-P$ and surface salinities over selected areas in the North Atlantic have been presented in a separate paper (JACOBS, 1948 b).

good results near the Equator. Furthermore, WÜST gives radically different values for S_K for the areas north of latitude 20° N. in the Atlantic and 15° N. in the Pacific than in the areas of the two oceans between these latitudes and the Equator. Thus a marked discontinuity is forcibly introduced within these latitude ranges. In view of these uncertainties it was to be expected that the computed absolute salinities would show some error. However, as will be indicated in the subsequent discussion of the results, the computed values appear to be surprisingly reliable.

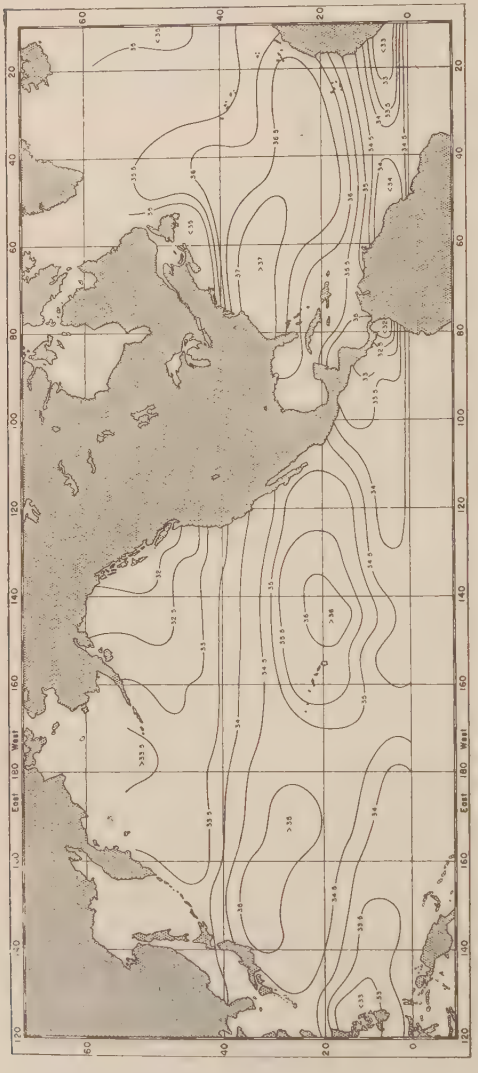

Fig. 4. Distribution of the computed annual salinities (S_0) over the North Atlantic and North Pacific.

The result of the computations[1] are given in figure 4. As would be expected, the configuration of isolines is quite similar to the configuration of isolines on the annual $E-P$ chart from which they have been derived. The North Pacific shows two centers of maximum salinity, one centered along the 20th parallel in the eastern North Pacific and another centered along the 30th parallel in the western North Pacific. Centers of low salinity exist within the equatorial regions in the eastern and western portions of the

[1] In all cases where the computed annual salinities are compared with the observed salinities, it has been necessary to use the observed summer (or July) salinities due to the lack of data concerning the average annual salinities for the Pacific. The error introduced by this substitution should not be significant although, for the oceans as a whole, the summer salinities are probably slightly lower than the annual salinities due to the small $E-P$ during summer.

North Pacific with a third very pronounced region of low salinity water along the western coast of Canada.

In the North Atlantic the center of the single area of maximum salinity is located just north of latitude 30° N. and near the American coast. Two centers of minimum salinity exist in the Equatorial region, one along the South American coast and another along the African coast. Two other regions of low salinity exist in the northeastern and northwestern North Atlantic.

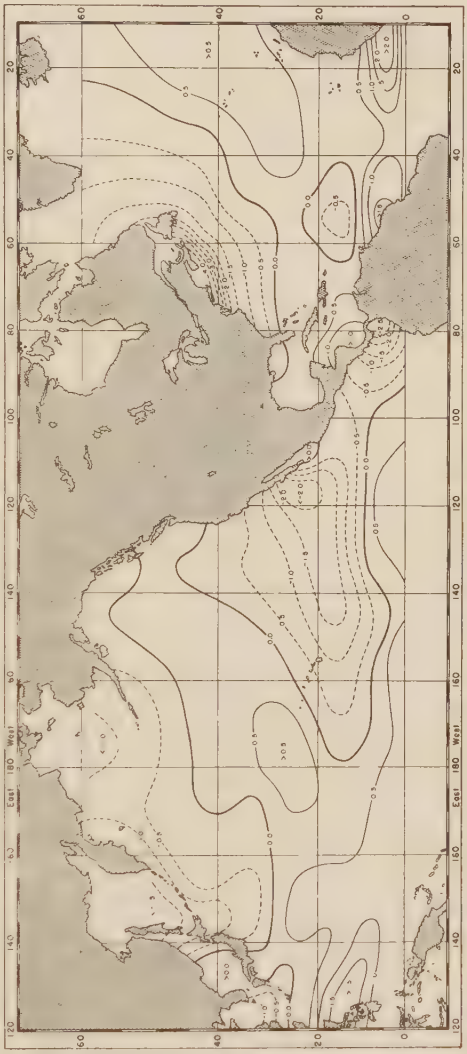

Fig. 5. Distribution of the observed summer (S) minus the computed annual (S_0) salinities over the North Atlantic and North Pacific.

In order to give some picture of the effects of horizontal transport upon surface salinities, a difference chart showing the observed minus the computed salinities has been prepared and is given as figure 5. This chart shows that there are large areas where high salinity water is being advected in the southwestern, central, and northwestern portions of the two oceans, and that there are large areas where low salinity waters are being advected in the northwestern portions of both oceans. There exists, in addition, in the eastern and southeastern part of the North Pacific, a large area where low salinity water is being advected. These results are in line with our knowledge of the surface circulations of these two oceans. In the North Pacific there is a general clockwise migration of the areas of maximum and minimum surface salinities away from the areas of maximum and minimum $E-P$ which is in accordance with

the general anticyclonic circulation over much of this ocean. The low salinity waters that appear in the northwestern North Pacific are being advected from higher latitudes by the north-to-south flow in that area.

In the western North Atlantic, the main surface flow is toward the northwest south of latitude 20° N. and toward the northeast north of about latitude 30° N. Thus high salinity water is being advected into the northeastern North Atlantic and into the Caribbean area. The low salinity water that exists in the northwestern North Atlantic is the result of advection of low salinity water from higher latitudes by the north-to-south flow in the region.

Conditions along the Equator in both oceans are somewhat more complicated. Except in the easternmost portion of the equatorial North Pacific, figure 5 indicates that high salinity water is being advected into the entire area between the Equator and 10° N. While the computations of salinity are probably not very reliable in this region, the result suggests that high salinity water must be transported across the Equator from the Southern to the Northern Hemisphere. This effect appears to be more important in the North Atlantic than in the North Pacific. This conclusion appears entirely reasonable. According to SVERDRUP (1942), an average of six million m^3/sec. of South Atlantic Upper Water is transported across the Equator from the South to the North Atlantic, mainly along the northeast coast of South America. Because of the relatively long trajectory of this water mass within a region where precipitation is exceedingly low and where evaporation must be high, it has very high salinities. Thus very large positive values should be expected in this region as is shown by figure 5.

A similar situation should exist in the North Pacific, although the transport across the Equator from the South to the North Pacific is probably much less. The relatively low salinities that exist in the extreme southeastern equatorial portion are probably due to the effects of excessive run-off from land surface. The relatively low values in the Yellow Sea are probably also due to the run-off.

According to SVERDRUP (1942, page 125), "In these considerations [WÜST's] the effect of ocean currents on the distribution of salinity has been neglected and the simple relations obtained [between S_0 and $E-P$] indicate that transport by ocean currents is of minor importance as far as average conditions are concerned." This statement might be true when considering only the absolute zonal salinities in the open ocean but, a comparison between figures 4 and 5 leads one to believe that the transport factor is of considerable importance when considering the local values of the surface salinity.

The zonal values for the computed salinities compare well with the zonal values for the observed (summer) salinities which indicates that there is some tendency for the effects of the advection of high salinity water in the western or central portions of both oceans to balance the effects of the advection of low salinity water in the eastern and northwestern portions of the oceans.

If Wüst's formulae correctly describe the results of vertical mixing and $E-P$ on surface salinities, in the absence of transport across the Equator and run-off from land surfaces, the net advective effect in each ocean should be zero. However, if the average zonal values for $(S - S_0)$ are plotted on an equal-area scale, as in figure 6, it is found that the positive areas on the graphs do not exactly equal the negative areas. In the North Atlantic the positive area of the graph greatly exceeds the negative area, indicating that there is a considerable net advection of high salinity water. This is the expected result, since it has already been shown that a net advection of high salinity water does take place across the Equator.

In the North Pacific the positive and negative areas on the graph are more nearly equal although there is some excess in the negative area indicating a net advection of low salinity water. While the differences are probably not important, the excess low salinity water is probably derived from excessive run-off from land surfaces. The North Pacific does not have adjacent seas to contribute high salinity water as do the Caribbean and Mediterranean to the North Atlantic. The important tributary seas which do exist would mainly contribute low salinity water. Similarly, it is known that the effect of advection of high salinity water across the Equator from the Southern to the Northern Hemisphere is much less in the North Pacific than in the North Atlantic. It thus appears that the absolute salinity values shown in figure 4 are quite reliable.

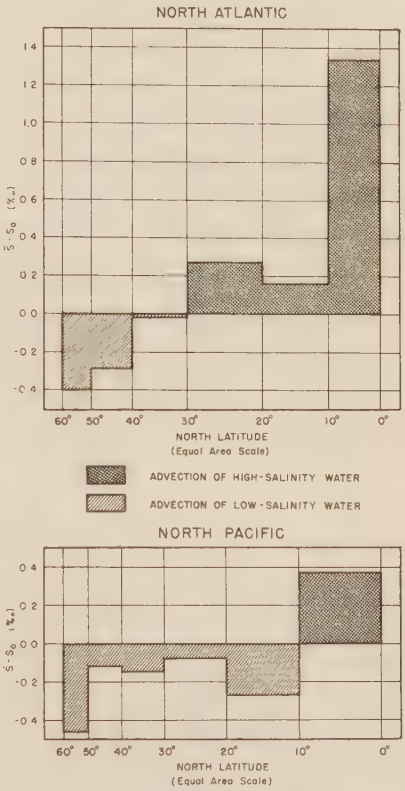

Fig. 6. Difference between the observed summer salinities ($\bar{S}$) and the computed annual salinities (S_0) arranged by latitudes on equal area scales.

References.

Albrecht, F., 1947: Die Aktionsgebiete des Wasser- und Wärmehaushaltes der Erdoberfläche. Z. f. Meteorol. **1**, H. 4/5, 97—109.

Böhnecke, G., 1936: Atlas: Temperatur, Salzgehalt und Dichte an der Oberfläche des Atlantischen Ozeans. Deutsche Atlantische Expedition *Meteor*, 1925—27, Wiss. Erg. **5**, Atlas.

Byers, H., 1944: General Meteorology, McGraw-Hill, New York.

Jacobs, W. C., 1942: On the energy exchange between sea and atmosphere. Sears Found. Jour. Mar. Res., V, No. 1, 37—66.

—, 1943: Sources of atmospheric heat and moisture over the North Pacific and North Atlantic Oceans. Ann. New York Acad. Sci. **XLIV**, Art. 1, 19—40.

—, 1948a: The energy exchange between sea and atmosphere and some of its consequences. (180 pp. manuscript: to be published.)

—, 1948b: Some empirical relations between seasonal values of E—P and surface salinities over the North Atlantic. Sears Found. Jour. Mar. Res., **VII**, Nr. 3, 330—336.

Sverdrup, H. U., M. W. Johnson and R. H. Fleming, 1942: The oceans: their physics, chemistry and general biology. Prentice-Hall, New York.

Vercelli, F., 1925: Bilancio dello Scambio di acqua fra Mar Rosso R. N. *Ammiraglio Magnaghi*, 1923/24, Ricerche di oceanografia fisica, Parte 1, Correnti e Mareo, 178—183.

Wüst, G., 1936: Oberflächensalzgehalt, Verdunstung und Niederschlag auf dem Weltmeere. Länderkundliche Forschung, Festschrift Norbert Krebs, 347—359.

551.513 : 551.524.7 : 551.571.7 : 551.557

(Deutscher Wetterdienst in der US-Zone, Zentralamt.)

Grundzüge der allgemeinen atmosphärischen Zirkulation auf der Südhalbkugel

(auf Grund der aerologischen Ergebnisse der Deutschen Antarktischen Expedition „Schwabenland“ 1938/39).

Von

H. Flohn, Bad Kissingen.

Mit 12 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Nach vergleichenden Untersuchungen der bei der „Schwabenland“-Expedition 1938/39 verwendeten Radiosondentypen wird die — vom Strahlungseinfluß befreite — mittlere Temperaturverteilung auf einem Schnitt durch die freie Atmosphäre der Südhalbkugel im Sommer bis 20 km Höhe für 10°-Breitenzonen berechnet und mit allen vorliegenden Mittelwerten anderer Stationen verglichen. Eine ähnliche Zusammenstellung für den Winter liefert wenigstens unterhalb 5 km einigermaßen vergleichbare Resultate. Für die relative und die spezifische Feuchtigkeit in der Troposphäre (bis 8 km) werden gleichfalls schematische Meridionalschnitte abgeleitet. Aus der Verteilung der (virtuellen) Temperatur werden die Topographien der Hauptisobarenflächen bis zur 17 mb-Fläche berechnet und hieraus ein Meridionalschnitt der Zonalkomponente des Höhenwindes für den Südsommer bis 30 km Höhe abgeleitet. Hierbei ergab sich eine Berichtigung der vertikalen Temperaturverteilung über der Äquatorialregion und ihre Ergänzung bis 26 km, sowie ein einwandfreier Zusammenhang zwischen Temperatur und Windrichtung. Auch für den Südwinter werden angenäherte Mittelwerte der Zonalkomponente berechnet und mit den entsprechenden Werten der Nordhalbkugel verglichen. Abschließende Betrachtungen befassen sich mit den geringfügigen zonalen Unterschieden auf der Südhalbkugel, mit dem Vergleich zwischen Arktis und Antarktis, welch letztere im Sommer wie im Winter um 5 bis 12° kälter ist als die Arktis, sowie mit den jahreszeitlichen Unterschieden in der Zirkulation der Hochstratosphäre und ihren Ursachen.

Summary. After discussion of the different types of radiosondes during the German Antarctic Expedition in 1938/39, the mean distribution of tempe-

rature — corrected for radiation — will be given in a cross-section of the free atmosphere up to a level of 20 kms., over the Southern Hemisphere, and will be compared with all available mean values of other aerological stations in the Southern Hemisphere. A similar collection of winter temperature data, at least below the 5 km. level, also shows comparable results. Meridional cross-sections are derived for the relative and specific humidity below 8 kms. From the distribution of virtual temperature are computed the heights of the standard isobaric surfaces up to 17 mbs, of which is derived a meridional cross-section up to 30 kms. of the zonal component of upper winds for the summer in the Southern Hemisphere. Hereof follows a correction of the vertical distribution of temperature over the equatorial belt and its extrapolation up to 26 kms. as well as an indisputable relationship between temperature and wind direction. Similarly, there are computed for the southern winter approximate mean values of the zonal component, and are compared with the appropriate data for the Northern Hemisphere. Concluding investigations deal with minor zonal differences in the Southern Hemisphere, with a comparison of the Arctic and the Antarctic — which in summer and winter is 5—12° colder than the Arctic — and with seasonal variations in the circulation system of the upper stratosphere, and their causes.

Résumé. Après avoir comparé les types de radio-sondes employées lors de l'expédition du „Schwabenland" en 1938/39, l'auteur a établi la distribution moyenne de la température de l'atmosphère libre (débarrassée de l'influence du rayonnement) le long d'un profil méridien de l'hémisphère austral, en été jusqu'à 20 km. de hauteur, et pour des zones de 10° de latitude; il compare ces valeurs à toutes celles dont on dispose dans d'autres stations aérologiques. Un profil analogue se rapporte à l'hiver et fournit des résultats à peu près comparables, au moins jusqu'à 5 km. Le même procédé est appliqué à l'humidité relative et spécifique de la troposphère (jusqu'à 8 km.). La distribution de la température virtuelle permet le calcul de la topographie des principales surfaces isobares jusqu'à celle de 17 mb., ce qui conduit à une coupe méridienne des composantes zonales du vent pendant l'été austral jusqu'à une hauteur de 30 km. Ce matériel a permis de donner une meilleure distribution verticale de la température au-dessus des régions équatoriales et de la compléter jusqu'à 26 km.; on a en outre établi une correspondance parfaite entre la température et la direction du vent. On a de plus calculé les mêmes valeurs moyennes approximatives des composantes zonales pour l'hiver austral et on les a comparées à celles de l'hémisphère boréal. Quelques considérations finales se rapportent à certaines divergences zonales de l'hémisphère sud, à la comparaison entre l'Arctique et l'Antarctique laquelle est, hiver comme été, plus froide de 5° à 12° que la région boréale, et enfin aux variations saisonnières de la circulation de la haute stratosphère et à leurs causes.

Über die meteorologischen Arbeiten der Deutschen Antarktischen Expedition mit der „Schwabenland" im Südsommer 1938/39 haben H. Regula und H. Lange in Form eines vorläufigen Arbeitsberichtes [*1*] einiges mitgeteilt; H. Regula hat ferner über die meteorologischen Beobachtungen [*2*] — soweit noch erhalten — berichtet. Da die Meteorologen H. Lange und L. Gburek während des Krieges bei Wettererkundungsflügen gefallen sind, ist die Bearbeitung der aerologischen Beobachtungen

sehr erschwert, zumal ein Teil des Materials bei dem Zusammenbruch verlorengegangen ist. Die Höhenwindaufstiege sind wahrscheinlich bei dem Brand des Geophysikalischen Institutes in Leipzig vernichtet worden. Die Radiosondenaufstiege des Reichsamtes für Wetterdienst wurden vom Verfasser aus dem Nachlaß von Lange 1944 teilweise (nach Hauptgeopotentialstufen) exzerpiert, bevor das Originalmaterial in einem Güterwagen verbrannte.

Die Auswertung nach markanten Punkten konnte leider aus Zeitmangel nicht ausgezogen werden; einige als unsicher gekennzeichneten Aufstiege wurden fortgelassen, ebenso einige weitere, die beim synoptischen Vergleich fraglich erschienen. Diese Beobachtungen konnten bereits auszugsweise in zwei anderen Arbeiten zur Klimatologie der freien Atmosphäre verwertet werden, zur Ableitung von Mittelwerten der Tropopausenhöhe [*3*] und der Intensität der Zonalzirkulation [*4*], jeweils im Vergleich zu den entsprechenden Werten der Nordhalbkugel.

Die Marine-Radiosondenaufstiege wurden erst vor kurzem in Form von unkorrigierten Abschriften der markanten Punkte in den Trümmern der Deutschen Seewarte aufgefunden; für die Überlassung des Materials ist der Verfasser dem Leiter des Nordwestdeutschen Amtes für Wetterdienst, Dr. R. Benkendorff, sowie Dr. H. Regula sehr zu Dank verpflichtet.

In vorliegender Arbeit beschränke ich mich auf die *Auswertung* des *aerologischen Materials* in klimatologischer Hinsicht, während die Veröffentlichung der einzelnen Aufstiege dem Expeditionswerk vorbehalten werden soll. Das Ziel ist dabei ein — wenn auch provisorischer und lückenhafter — Überblick über die gesamte Zirkulation der südlichen Hemisphäre, die wegen ihres einheitlichen, planetarischen Charakters besonderes Interesse verdient. Die synoptische Bearbeitung, soweit eine solche heute noch möglich ist, wird H. Regula als einziger überlebender Meteorologe der Expedition übernehmen.

I. Vergleich beider Sondentypen.

Die beiden auf der Expedition verwendeten Radiosondenkonstruktionen, die Lang-Sonde (Reichsamt für Wetterdienst) und die Marine-Sonde, zeigten hier und vor allem in den Jahren 1939/41 bei der Verwendung im regelmäßigen Aufstiegsbetrieb *wesentliche Abweichungen*. Leider sind die grundlegenden Untersuchungen hierüber nicht veröffentlicht und heute infolge Kriegseinwirkung nicht mehr zugänglich, so daß wir uns mit den wenigen Parallelaufstiegen begnügen müssen. Beschränkt man sich auf die Aufstiege, deren zeitlicher Abstand kleiner als 2 Stunden ist, so liegen insgesamt 12 Parallelaufstiege vor, davon 6 im Gebiet südlich 60° Breite. Da die Ergebnisse der beiden zwischen 40 und 60° liegenden Parallelaufstiege fraglich erscheinen, vergleichen wir in erster Linie die beiden übrigen Gruppen je nach Breitenlage und erhalten folgende Differenzen, die übrigens bei den einzelnen Parallelaufstiegen nicht sehr streuen: (s. Tabelle 1 auf S. 20).

Tabelle 1. *Abweichung der Marine-Sonde von der Lang-Sonde.*

Breite	Zahl	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	12	14	16 gkm
0—40° S	4	1,3	—2,1	1,7	—1,2	1,4	—1,5	—1,9	—1,8	—1,7	—2,8	—2,5	.	.
60—70° S	6	—0,7	—0,8	—1,3	—1,9	2,4	—2,7	2,9	—1,9	+1,0	+1,5	+1,1	+1,9	—2,2
Alle Parallelaufstiege	12	—0,7	—1,1	—1,3	—1,5	1,4	1,5	1,6	—0,4	—0,8	+0,6	.	.	.
Alle Aufstiege 69° S	12 + 18	1,3	1,6	—2,4	2,7	—3,2	3,9	—4,8	—3,4	—0,3	+0,6	+0,9	+1,3	+1,5

Leider ist infolge der eingangs erwähnten Umstände nicht mehr ein strenger Vergleich bei gleichem Luftdruck möglich; in dem hier angegebenen Geopotential steckt aber ein mit der Höhe zunehmender Fehler infolge der verschiedenen Berechnung der Höhe der beiden Aufstiegsgruppen. Dieser Fehler läßt sich durch eine einfache Korrektur beseitigen, und in Tabelle 1 sind die Abweichungen auf gleiches Geopotential (berechnet nach den Lang-Sonden) bezogen worden.

Ein zweiter Vergleich ergibt sich aus den sämtlichen im Arbeitsgebiet unter 69° gestarteten Aufstiegen, bei denen die beiden Typen in nahezu regelmäßigem Wechsel in rund zwölfstündigem Abstand verwendet wurden. Da die Veränderlichkeit der Temperaturen sich als recht gering erwies, ist es möglich, die Mittelwerte der beiden Sondentypen während der 19 Tage, 19. Januar bis 6. Februar 1939, miteinander in Vergleich zu setzen, und man erhält die in der letzten Zeile von Tabelle 1 angegebenen Werte. Man sieht, daß das Vorzeichen dieser Abweichung völlig mit den Parallelaufstiegen übereinstimmt; der größte Teil der Unterschiede ist also rein instrumentell bedingt.

Eine vergleichende Einzeluntersuchung beider Sonden ist leider unterblieben und nachträglich nicht mehr durchführbar. Im praktischen Aufstiegsbetrieb der Jahre 1939/41 zeigte sich — vor allem beim Entwurf von Monatsmittelkarten der relativen Topographien —, daß zwischen Lang-Sonden und Flugzeugaufstiegen (letztere mit Staudruckkorrektion) nur sehr geringe Unterschiede bestanden, wobei die Lang-Sonde um höchstens 0,5 bis 1° zu warm war. Das stimmt auch überein mit dem Befund von Berg [5], der die Differenz Radiosonde (Lang)—Flugzeug zu + 0,1° bis + 0,6° feststellt, wobei noch die (damals fehlende) Staudruckkorrektion beim Flugzeug hinzuzurechnen wäre. Dagegen waren die Marine-Sonden ständig 2 bis 3° zu kalt, so daß auf Anordnung des Oberkommandos der Marine ab 1941 eine empirisch ermittelte Korrektion an allen Sonden angebracht wurde. Der gleiche systematische Fehler zeigt sich in den Vergleichsaufstiegen, so daß die Troposphärentemperaturen der Marine-Sonde systematisch um rund

2° zu kalt erscheinen, während die Fehler der Lang-Sonde kleiner sind und hier vernachlässigt werden müssen.

Die wesentlich günstigeren Ergebnisse, die Gehlhaar [6] und Schulze [7] über die Marine-Radiosonde erhalten — durchschnittliche Fehler in der Troposphäre $\pm 0{,}2$ bis 0,4°, in der Stratosphäre $\mp 1°$, bei der Druckmessung allerdings 3 bis 5 mb —, beziehen sich nicht auf diese älteren Sonden, bei denen ein systematischer, später korrigierter Fehler der Druckeichung vorlag, sondern auf die neueren verbesserten Serien dieser Konstruktion. Nähere Angaben über die beiden Sondenkonstruktionen siehe [8].

Auffällig ist der Befund, daß in hohen Breiten die Marinesonde oberhalb 9 km zu warm ist, in den niedrigen Breiten dagegen bis 12 km noch negative Abweichungen aufweist. Dieser Unterschied hängt offenbar mit der Tropopausenlage zusammen; während in der Troposphäre die Werte zu niedrig sind, finden wir in der Stratosphäre meist positive Abweichungen. Offenbar liegt der Fehler nicht bei der Temperatur, sondern bei der Druckmessung; ist der gemessene Druck prinzipiell niedriger als der tatsächliche, so ist die Temperatur bei (scheinbar) gleichem Druck zu niedrig in der Troposphäre, wo sie nach oben abnimmt, dagegen zu hoch in der Stratosphäre, wo sie nach oben zunimmt. Auch die Abweichung im Betrag der Fehler, die in der Breitenzone 0 bis 40° Süd in 1 bis 3 km Höhe zu beobachten ist (Passatinversion!), läßt sich auf gleiche Weise plausibel machen. Bei dieser Sachlage erscheint es nicht möglich, die Ergebnisse der Parallelaufstiege ohne weiteres zur Korrektion der Marine-Sonden zu verwenden. Die Bearbeitung beschränkt sich daher auf die Lang-Sonden, deren Temperaturfehler (in der Größenordnung weniger als 1°) hier vernachlässigt werden muß. Es handelt sich um ursprünglich 119 Aufstiege, von denen eine Anzahl als fraglich ausgeschieden werden mußte, so daß nur 102 Aufstiege übrig bleiben, davon 83 in dem hauptsächlich interessierenden Südatlantik (einschließlich der äquatorialen Kalmenzone).

Auch für die Messungen der relativen *Feuchte* wurde ein Vergleich durchgeführt. Die beiden Sondentypen verwenden völlig verschiedene Meßprinzipien für die Feuchtemessung: die Lang-Sonde ein Haarhygrometer, die Marine-Sonde dagegen eine Psychrometerkonstruktion. Die Vor- und Nachteile beider Meßprinzipien am Boden sind genugsam bekannt: bei tiefen Temperaturen zeigen beide wachsende Fehler, sei es durch die Trägheit des Hygrometerhaares, sei es durch die geringe Psychrometerdifferenz. Die Parallelaufstiege werden noch dadurch beeinträchtigt, daß durch die starke Abhängigkeit der relativen Feuchte von der Vertikalbewegung die zeitliche und räumliche Veränderlichkeit in der freien Atmosphäre sehr groß ist, so daß die Einzelwerte naturgemäß viel stärker streuen als bei der Temperatur.

Bei der Diskussion der 9 zur Verfügung stehenden Parallelaufstiege — wobei mehrere Marine-Sonden die Feuchtemessungen zeitweise aussetzten — ergab sich weder eine eindeutige Abhängigkeit der Abweichung von der Höhe, noch von der Temperatur. Auf die Mitteilung der Er-

gebnisse kann in Anbetracht der starken Streuung der Einzelwerte verzichtet werden. Immerhin läßt sich feststellen, daß bei Temperaturen über 0° in 17 von 22 Fällen die Marine-Sonde eine geringere Feuchte anzeigte als die Lang-Sonde, während *unterhalb 0°* sich die Häufigkeit beider Vorzeichen die Waage hält. Unterhalb —10° war die Streuung erwartungsgemäß besonders hoch; hier traten Abweichungen von 35 bis 72% auf, während diese sonst nur vereinzelt 20% überschritten. Alle Feuchtemessungen unterhalb —10° sind also offenbar sehr unsicher; hingegen scheint bei *positiven Temperaturen* ein systematischer Unterschied — im Mittel zeigt die *Marine-Sonde* um *4,5% geringere* Feuchte an — vorhanden zu sein. Nach den Bodenerfahrungen möchte man hierbei die Psychrometermessungen als die genaueren ansehen. Die Feuchteregistrierung der Lang-Sonde erscheint auch beim synoptischen Vergleich als reichlich unsicher, insbesondere werden Inversionen und Wolkenschichten nur in sehr grober Annäherung erfaßt. Die Erfahrungen von Schröder [*9*] mit der Marine-Sonde im Passatgebiet zeigen einen außergewöhnlich scharfen Feuchtesprung an der Passatinversion, den man durchaus als reell betrachten darf. Bei sehr geringen Feuchten ist die Meßgenauigkeit des Haarhygrometers bekanntlich stets sehr gering. Die Feuchtigkeitsbestimmungen der Marine-Sonde wurden daher als die wesentlich besser gesicherten in dieser Arbeit bevorzugt.

II. Ermittlung des Strahlungsfehlers.

Die bei allen hochreichenden Aufstiegen immer wieder zutage tretende *Temperaturzunahme* in der Hochstratosphäre hat schon öfters das Interesse und die Kritik wachgerufen. Hat man in mittlerer Breite noch die Möglichkeit, durch Heranziehung von Nachtaufstiegen diese Strahlungsfehler zu eliminieren, so fällt diese Möglichkeit während des Polarsommers weg. Eine eingehende Untersuchung des Strahlungsfehlers einer Radiosonde verdanken wir V. Väisälä [*10*], die sowohl vom theoretischen wie vom praktischen Standpunkt mit großer Sorgfalt durchgeführt ist. Väisälä geht dabei von dem empirischen Befund aus, daß erst oberhalb 200 mb (~ 11 km) der Strahlungsfehler größeres Ausmaß annimmt, und daß er in 500 mb (~ 5 km) praktisch zu vernachlässigen ist. Für die Stratosphäre ab 200 mb gibt er ein Nomogramm, in dem im wesentlichen die Sonnenhöhe h und der Druck p eingehen, und das unmittelbar die Entnahme der Temperaturkorrektionen gestattet.

In unserem Material wurden im eigentlichen Arbeitsgebiet auf 69° Südbreite zusammen 30 Radiosonden gestartet (19. Januar bis 6. Februar 1939), davon 18 Lang-Sonden und 12 Marine-Sonden. Letztere können zur Ermittlung des Strahlungsfehlers herangezogen werden, da ihre systematische Abweichung von den Lang-Sonden innerhalb der Stratosphäre nur gering ist. Während der Periode wurden täglich meist zwei Aufstiege gestartet, einer früh zwischen 9 und 11 Uhr, der zweite abends zwischen 19 und 21 Uhr. Faßt man die vertikalen Temperaturgradienten in °/km oberhalb 10 km Höhe je nach Tageszeit und Sonden-

typ zusammen, so erhält man die Werte der Tabelle 2, wobei die eingeklammerten Werte nur aus einem Aufstieg ermittelt sind. Die Abstiegswerte wurden nicht gesondert erfaßt.

Tabelle 2. *Vertikale Gradienten in °/km in der Stratosphäre (69° Süd).*

Höhe (in gkm)		10—11	11—12	12—14	14—16	16—18	18—20
Lang-Sonde	10 Uhr	+3,2	+1,4	+0,8	+0,8	+0,7	+0,8
(17 Aufstiege)	20 „	+1,9	+1,2	+0,4	+0,4	+0,8	+0,2
Marine-Sonde...	10 „	+1,1	+0,4	+0,8	(+1,2)	(+1,2)	(+1,2)
(10 Aufstiege)	20 „	+2,4	+0,8	+0,4	+0,4	+0,6	+0,5
Alle Sonden ...	10 „	+2,8	+1,2	+0,8	+0,9	+0,8	+0,8
(27 Aufstiege)	20 „	+2,2	+0,9	+0,4	+0,4	+0,7	+0,3

Man erkennt ohne weiteres, daß (unabhängig vom Sondentyp) die Abendaufstiege einen geringeren Gradienten aufweisen als die Vormittagsaufstiege. Die mittlere Differenz der beiden Gradienten beträgt im gesamten Intervall zwischen 10 und 20 gkm 0,39 °/km. Berechnet man nun für die Termine die Sonnenhöhe, so erhält man für die Startzeit 10 Uhr 39°, für 20 Uhr dagegen 4°. Hierbei wurde eine mittlere Steiggeschwindigkeit von 250 (300) m/min angenommen, so daß 15 km Höhe nach 60 (50) min erreicht wurde, d. h. zu einer mittleren Uhrzeit von 11 bzw. 21 Uhr GMT. Bei gleicher Ausgangstemperatur in 10 gkm ergibt also der Frühaufstieg in 20 gkm eine um *3,9°* höhere Temperatur als der Abendtermin, der bei sehr niedriger Sonnenhöhe vor sich geht und daher nur geringfügig verstrahlt sein wird. Dieser Strahlungsfehler scheint nur wenig vom Sondentyp abhängig zu sein; daher können wir versuchsweise einmal die Strahlungsfehler der deutschen Sonden nach dem von VÄISÄLÄ [*10*] für die finnische Radiosonde angegebenen Nomogramm berechnen. Dies ist um so eher möglich, als das verwendete Strahlungsschutzrohr bei beiden Typen sehr ähnlich dem der finnischen Sonden ist. Hierbei wird also die anzubringende Korrektur nach Sonnenhöhe und Luftdruck ermittelt. Interpolieren wir mit diesen Daten den Fehler für die einzelnen Höhen, so erhalten wir folgende Tabelle 3:

Tabelle 3. *Strahlungsfehler der Aufstiege in 69° Süd nach Väisälä.*

Sonnenhöhe	Startzeit	10	12	14	16	18	20 gkm
39°	10 Uhr	1,9	2,6	3,3	4,4	5,6	7,2°
4°	20 „	0,6	0,8	1,1	1,4	1,8	2,4°
Differenz		1,3	1,8	2,2	3,0	3,8	4,8°

Aus der Differenz der Strahlungsfehler um 10 Uhr und 20 Uhr Startzeit errechnen wir für das gesamte Intervall 10 bis 20 gkm einen Unterschied von *3,5°* in 20 gkm, also praktisch den gleichen Wert, den wir oben durch direkten Vergleich ermittelt haben. Wir können daraus

schließen, daß der Strahlungsfehler der beiden Sondentypen (Lang-Sonde und Marine-Sonde) sich nicht wesentlich von dem der finnischen Sonden unterscheidet, und daß daher die von Väisälä gegebene Korrektionsmethode auch hier sinnvoll ist. Der hier ermittelte Strahlungsfehler der Lang-Sonde liegt in der gleichen Größenordnung, wie er von Scherhag [*11*] annäherungsweise ermittelt wurde (für Sonnenhöhe 30 bis 50° bei der relativen Topographie 96/225 mb zirka 3°, bei der relativen Topographie 41/96 mb zirka 4°).

Vergleichen wir zum Schluß die Aufstiegsergebnisse in der Stratosphäre am Rande der Antarktis kurz mit den gleichfalls korrigierten Sommerwerten der finnischen Radiosonde auf Spitzbergen [*10*] und den von Penndorf [*12*) angegebenen Werten (05 Uhr) für Tromsö — letztere gleichfalls für Sonnenhöhe von 10° korrigiert — sowie schließlich mit den Nachtaufstiegen von Point Barrow (Alaska) [*13*, *25*], so ergeben sich folgende Werte (Tabelle 4).

Diese Werte stimmen hinsichtlich des Gradienten gut überein. Es herrscht also in der sommerlichen Stratosphäre in der Polarregion eine reelle Temperaturzunahme von 0,3 bis 0,4 °/km im Mittel der Schicht 12 bis 20 gkm, offenbar in Abhängigkeit von der Breite. Auf diese Tatsache kommen wir noch in anderem Zusammenhang zurück (Abschnitt V, VI).

III. Temperaturverteilung.

Die klimatologische Bearbeitung des Aufstiegsmaterials beschränkt sich hier auf den Südatlantik (einschließlich der äquatorialen Kalmenzone), da hier noch relativ wenige Aufstiege bekannt sind, und der Vergleich mit den „Meteor"-Aufstiegen [*14*] durchgeführt werden kann. Für die nördliche Hemisphäre liegen nur einzelne Aufstiege während der Fahrt vor, die im „Täglichen Wetterbericht der Deutschen Seewarte" veröffentlicht sind und im wesentlichen nur synoptisch bearbeitet werden können (vgl. H. Regula, [*2*]). Die Aufstiege während der sehr rasch verlaufenen Hinfahrt sowie auf der Rückfahrt werden zusammengefaßt und nach Breitenzonen geordnet. Eine solche Zusammenfassung ohne Rücksicht auf die jahreszeitlichen Unterschiede ist möglich, wie Tabelle 5 beweist, in der die einzelnen Zeitperioden und die relativen Topographien 500/1000 mb als Maß der (virtuellen) Mitteltemperatur der unteren Troposphärenhälfte zusammengestellt wurden. Nur in 50 bis 60° Breite, d. h. im Bereich maximaler interdiurner Veränderlichkeit der südhemisphärischen Westdrift, sind größere Unterschiede zu verzeichnen, die jedoch in erster Linie nicht jahreszeitlich, als vielmehr wettermäßig bedingt sind. Die jahreszeitlichen Änderungen können aber vernachlässigt werden. Die für uns wesentlichen Aufstiege der hohen Südbreiten charakterisieren offenbar gut die Verhältnisse des antarktischen Polarsommers, zumal über See die extremen Temperaturen immer erst gegen Februar (bzw. August) erreicht werden.

Die Temperaturmessungen der Lang-Sonden wurden in der oben angegebenen Weise vom Strahlungsfehler befreit. Gewiß ist die Anbringung

Tabelle 4. *Korrigierte Stratosphärentemperaturen im Polarsommer.*

Ort	Breite	10	12	14	16	18	20 gkm	Δ12—20 gkm	Zeit	
„Schwabenland"	69° S	— 46,4	— 43,3	— 42,6	— 42,0	— 41,4	— 41,2	+ 2,1°	I/II	1939
Tromsö	69,6° N	— 47,3	49,6	— 48,4	— 47,5	— 46,9	— 46,9	+ 2,7°	VIII	1942
Point Barrow	71,4° N	— 49,9	45,9	— 45,1	— 44,4	— 43,5	— 43,0	+ 2,9°	VII	1941
Spitzbergen	78,9° N	— 49,4	44,2	— 43,9	— 43,4	— 42,1	— 40,7	+ 3,5°	VII/VIII	1937

Tabelle 5. *Zahl der Aufstiege, Mittelwerte 500/1000 mb auf Hin- und Rückfahrt.*

Breitenzone	Mittlere Breite	Zahl der Aufstiege	Zeitabschnitte		Relative Topographie 500/1000 mb (geodyn. dkm)		
					Jänner	Februar	März
Kalmenzone	2,2° N	6	30.—31. XII.	24.—27. III.	568 (2)	.	567 (4)
10— 20° Süd	14,5° S	6	3.—5. I.	19.—21. III.	565 (3)	.	564 (3)
20— 30° „	25,0	11	6.—7. I.	10.—18. III.	560 (2)	.	560 (9)
30— 40° „	35,3	11	8.—10. I.	2.—9. III.	558 (3)	.	560 (8)
40— 50° „	45,6	12	11.—12. I.	22. II.—1. III.	536 (3)	539 (9)	.
50— 60° „	54,5	13	13.—16. I.	12.—21. II.	524 (4)	536 (9)	.
60—68° „	62,6	6	17. I.	7.—11. II.	513 (1)	517 (5)	.
68—70° „	69,1	18	19. I.—6. II.		515 (12)	509 (6)	.

Tabelle 6. *Mitteltemperaturen der Breitenzonen (in ° C).*

Breite	0	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	14	16	18	20 gkm
2° N	26,3	19,8	15,2	11,1	5,7	0,0	−5,3	−11,2	−18,2	−24,6	−31,6	−38,8	−46,6	−61,0	−73,3		–
14° S	24,4	17,4	14,4	10,6	5,9	−0,8	−5,9	−13,9	−20,5	−28,0	−34,9	−41,9	−48,8	−61,7	−70,4	(−73,3)	–
25° S	23,3	16,4	10,6	6,5	1,6	−2,6	−8,7	−15,0	−21,8	−29,4	−36,9	−43,9	−50,0	−58,4	−66,9	−68,0	−65,0
35° S	19,2	13,7	10,2	7,5	3,2	−2,8	−8,9	−16,0	−23,5	−31,1	−38,3	−45,6	−51,4	−58,1	−62,1	−62,8	−61,2
46° S	8,2	3,6	0,9	3,4	−8,5	−13,4	−19,5	−26,4	−33,6	−40,2	−44,6	−46,8	−48,1	−49,1	−52,0	−53,1	−53,2
54° S	1,7	0,0	−2,8	−7,2	−11,8	−16,9	−23,6	−29,6	−36,8	−42,9	−46,0	−47,0	−46,7	−48,8	−50,4	−50,4	−49,0
63° S	0,7	−5,4	−10,9	−16,0	−21,9	−28,2	−33,8	−39,8	−45,9	−50,3	−49,8	−46,9	−45,7	−44,6	−43,9	−43,3	−42,7
69° S	1,2	−6,1	−12,0	−17,9	−23,8	−29,6	−35,5	−41,8	−47,9	−50,2	−46,4	−44,0	−43,3	−42,6	−42,0	−41,4	−41,2
78° S		−5,4	−10,2	−14,6	−19,2	−25,0	−31,0	−37,5	−43,6	−48,5	−49,2	−45,8	−43,0	−41,6	−40,3	−39,0	−38,5 −38,0

dieser Korrektur etwas hypothetisch, aber sie ist auf jeden Fall besser als die Mitteilung unkorrigierter Werte, wobei der wechselnde Anteil von Tag- und Nachtaufstiegen erhebliche Fehler in das Material bringt. Die so gewonnenen Mitteltemperaturen der Breitenzonen werden für geodynamische Höhenstufen in Tabelle 6 zusammengestellt, wobei die Zehntel Grad natürlich nur zur Ableitung vertikaler Gradienten sinnvoll sind. Hierbei wurden zum Vergleich die für Little America (vgl. [*25*, *26*]) vorliegenden Werte von 78° S beigefügt. Die Berechnung erfolgt mit der Differenzenmethode, die auch über die Tropopause hinweg angewandt wurde, obwohl sie hier den scharfen Knick verwischt. In Anbetracht des kleinen Materials war es kaum zweckmäßig, hier das von Möller [*15*] oder Bell [*16*] vorgeschlagene kompliziertere Verfahren anzuwenden.

Schon diese Zusammenstellung zeigt wichtige Punkte ganz klar: die außerordentlich rasche Abnahme der Troposphärentemperaturen südlich 40° Breite gegen den Pol hin, sowie die Gegenläufigkeit zwischen *Stratosphäre* und *Troposphäre*. Nimmt die Mitteltemperatur vom Äquator bis 69° Südbreite am Boden um 27,5°, in 7 km Höhe maximal um 30,6° ab, so schwankt sie in 12 km Höhe in dem gleichen Intervall nur um 8,1° mit einem Minimum in 35° Breite, um dann in 16 km Höhe umgekehrt nach Süden um 31,3° zuzunehmen.

Vergleichen wir nun dieses spärliche Material mit allen anderen aus der Südhalbkugel im Sommer zur Verfügung stehenden Beobachtungsreihen (Tabelle 7), das naturgemäß wegen der verschiedenen verwendeten Techniken — Flugzeug (F), Drachen (D), Radiosonden (R), Registrierballon (B), Fesselballon (B) — wesentlich inhomogener ist als unser Material, so ergeben

Tabelle 7. *Vergleichung verschiedener Aufstiege: Südhalbkugel, Sommermittel.*

Ort	Breite	0	1	2	3	4	5 km	Rel. Top.	Zeitraum	Autor	Technik	Quelle
Galapagos..	0°	26,5	20,2	15,3	10,9	5,3	0,6	567	Febr./April	ALPERT	R	35
„Meteor" ..	0°	25,7	18,9	15,5	11,4	5,4	.	566	(Jahr)	REGER	D	14
Batavia ...	6°	25,8	20,2	14,8	9,0	3,9	– 1,6	566	Jan./Febr.	v. BEMMELEN	B	17
Rio de Janeiro ..	23°	28,8	21,8	16,2	10,7	5,9	0,6	568		SERRA	F	18
Pretoria ...	26°	.	(23)	15	9	3	— 3	567	Januar	SPILHAUS	F	19
Alegrete ...	29°	22,5	19,0	14,1	.	.	.	?		SERRA	D	18
„Meteor" ..	32°	19,0	15,1	10,5	(6,3)	.	.	(559)	Dezember	REGER	D	14
Perth	32°	20,8	17,7	14,2	9,0	3,0	– 3,0	561	Januar	LOEWE	F	20
Sydney	34°	22,4	17,1	12,5	7,2	1,4	— 4,7	560		LOEWE	F	21
Melbourne .	38°	19,1	13,0	9,4	4,4	— 1,3	7,4	554		LOEWE	F	21
„Meteor" ..	57°	3,3	— 2,3	— 7,4	— 11,8	(—16,4)	.	523	Jan./Febr.	REGER	D	14
Australisch. Sektor ...	62,5°	– 0,7	5,2	– 10,1	— 15,1	— 21,0	— 27,4	516	Dez./März	NAVAER	R	26
Weddell-See	66°	— 2,0	— 4,6	— 5,4 ?	.	.	.	?		BARKOW	D	22
Mac Murdo-Sund	77°	— 8,0	— 14,5	— 21	— 27	— 33	— 38,5	496	Nov./Dez.	SIMPSON	B	23
Little America .	78°	4,4	— 2,8	— 7,2	— 11,5	– – 17,5	.	516	Dezember	GRIMMINGER	D	24
Little America .	78°	— 7,5	— 10,0	— 13,5	— 18,5	— 25,0	— 30,5	509	Januar	COURT	R	25
Raum Little America .	77,5°	– 5,4	— 9,8	— 14,0	— 18,3	23,8	— 29,7	509	Dez./März	NAVAER	R	26

sich mancherlei Unterschiede. Diese sind zum Teil auf die Verschiedenheit der Aufstiegstechnik zurückzuführen, zum Teil auf die ganz verschiedenen Zeitabschnitte, zum Teil wieder auf die verschiedenen Räume, so daß ein strenger Vergleich praktisch nicht durchführbar ist. Doch müssen immerhin einige auffallende Unterschiede besprochen werden. Die „Meteor"-Aufstiege, die Reger [*14*] leider nur nach Jahresmitteln zusammengestellt hat, wurden hierbei, jahreszeitlich getrennt, neu bearbeitet. Die noch unveröffentlichten Mittelwerte von Perth verdanke ich einer handschriftlichen Mitteilung von Dr. F. Loewe

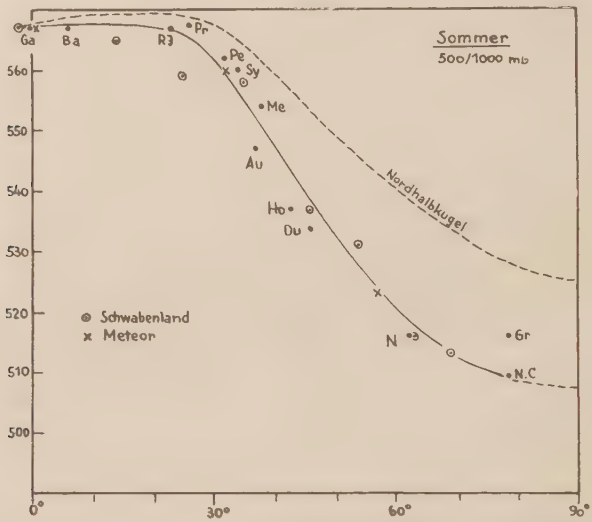

Abb. 1. Relative Topographie der Schicht 500/1000 mb, Sommermittel.

(Melbourne), ebenso auch die Mitteilung von einzelnen Ergebnissen aus der anfangs noch unzugänglichen Arbeit von Kerr [*27*]; ich möchte nicht verfehlen, auch an dieser Stelle Dr. Loewe meinen herzlichsten Dank abzustatten.

Um eine sinnvolle Diskussion zu ermöglichen, ohne auf Einzelwerte eingehen zu müssen, beschränken wir unseren Vergleich auf die relative Topographie 500/1000 mb. Hierbei fallen allerdings die nur 2 km erreichenden Drachenaufstiege von Alegrete und der „Deutschland"-Trift in der Weddell-See fort; dafür können wir aus einer Veröffentlichung von J. S. Kerr [*27*] noch die Mittelwerte der relativen Topographie für drei neuseeländische Stationen (Auckland, Hokitika, Dunedin) zwischen 37° und 46° Südbreite hinzufügen. Hieraus ergibt sich die in Abb. 1 veröffentlichte Darstellung (abgekürzte Stationsnamen siehe Tabelle); auf die zum Vergleich beigefügte Kurve der Nordhalbkugel kommen wir noch später (Abschnitt VI) zu sprechen.

Man erkennt sofort bei der Betrachtung der Sommerkurve, daß die Einzelmittel der „Schwabenland"-Expedition sich sehr gut einer Kurve

anschmiegen, und daß selbst die extremsten Stationen um nicht mehr als 4 bis 6 geod. dkm (= 2 bis 3°!) von der mittleren Kurve abweichen. Das kontinental beeinflußte Pretoria, auf der südafrikanischen Hochfläche gelegen, ist wie Rio de Janeiro etwa 2 bis 3° wärmer als das Mittel, ebenso auch Perth in Westaustralien, wo die ablandigen Ostwinde die kontinentale Warmluft herantransportieren. Anderseits sind alle drei neuseeländischen Stationen im Westwindgürtel etwa 2° kälter als die vom Atlantik gewonnenen Werte. Die australischen Werte müßten nach Anbringung der Staudruckkorrektion — über deren Fehlen vgl. die bei Loewe [*21*] gegebene Auseinandersetzung — etwa 1 bis 3 dkm tiefer liegen.

Eine gesonderte Betrachtung müssen wir den Temperaturverhältnissen des antarktischen Bereichs widmen, wo die bisherigen, auf wenigen Aufstiegen beruhenden Mittelwerte erheblich voneinander abweichen. Hier liegen zunächst 9 Drachenaufstiege Barkows [*22*] aus der Weddell-See vor, ferner 5 Drachenaufstiege Grimmingers [*24*] von der Byrd-Expedition, die sämtlich bereits in 2000 m um 6 bis 10° wärmer sind als die übrigen antarktischen Aufstiege. Die 18 Radiosonden der „Schwabenland" stimmen mit den zusammen 25 Radiosonden, deren Mitteltemperaturen Court für die beiden Zeiträume 19. Dezember bis 1. Januar (relative Topographie 500/1000 = 504) und 1. bis 15. Januar 1940 (509) — letztere siehe Tabelle 7! — veröffentlicht hat [*25*], gut überein, ebenso mit den neuesten Eisbrecheraufstiegen (1946/47) aus allen Sektoren der Antarktis [*26*]. Anderseits fallen die drei Fesselballonaufstiege Simpsons [*23*], die im November—Dezember angestellt wurden, durch noch erheblich tiefere Werte auf. Man wird wohl die gute Übereinstimmung der Radiosondenwerte untereinander als ein Maß für ihre repräsentativen Eigenschaften nehmen dürfen, während die älteren zahlenmäßig vereinzelten Drachen- und Fesselballonaufstiege aus der weiteren Diskussion ausgeschaltet werden müssen. Die Aufstiegsergebnisse der neuesten Byrd-Expedition 1946/47 — für deren freundliche Übermittlung ich Herrn Dr. Loewe gleichfalls besonders zu Dank verpflichtet bin — passen sich ausgezeichnet in das Bild ein; die Mittelwerte für zwei charakteristische Gebiete (mittlere Breite 62,5° und 77,5° S) erscheinen gleichfalls in Tabelle 7. Die gesamten (353!) Aufstiege, die sich rund um die ganze Antarktis verteilen, zeigen in der Form von Gebietsmitteln nur sehr geringe Abweichungen, wobei eine Abhängigkeit von der Breite südlich 60° nur schwach ausgeprägt ist; die beiden mitgeteilten Gebietsmittel stellen die Extremwerte dar.

Als Ergänzung hierzu sollen auch die *Wintermittel* der Südhemisphäre vergleichsweise herangezogen werden (Tabelle 8). Man erkennt, daß die Werte der relativen Topographie sich gleichfalls mit nur geringen Abweichungen einer Kurve anschmiegen, die zwanglos an Hand des gegebenen Materials entworfen werden kann (Abb. 2). Auch hier sind also die zonalen Unterschiede gering, was ja bei der starken Wasserbedeckung der Südhalbkugel von vornherein erwartet werden darf. Die antarktischen Werte passen recht gut zueinander mit Ausnahme der

Tabelle 8. *Vergleichung verschiedener Aufstiege: Südhalbkugel, Wintermittel.*

Ort	Breite	0	1	2	3	4	5 km	Rel. Top.	Zeitraum	Autor	Technik	Quelle
Galapagos..	0°	22,0	17,8	17,0	9,7	5,0	— 0,1	565	Aug./Okt.	Alpert	R	36
Victoria-Nyanza ..	1°	.	(23,2)	16,3	9,0	2,8	— 2,6	564	August	Berson	B	28
Batavia ...	6°	26,2	20,0	14,3	9,2	3,1	— 2,4	563	Juli/August	v. Bemmelen	B	17
„Meteor" ..	22°	20,1	10,6	10,9	7,0	2,8	.	555	Juni/Juli	Reger	D	14
Rio de Janeiro ..	23°	23,0	16,7	10,8	4,9	1,1	— 4,5	558		Serra	F	18
Pretoria ...	26°	.	(15)	10	5	0	— 7	559	Juni	Spilhaus	F	19
Alegrete ...	29°	13,7	12,7	9,5	.	.	.	?		Serra	D	18
„Meteor" ..	30°	17,4	8,0	5,7	.	.	. .	551	August	Reger	D	14
Perth	32°	10,1	7,6	2,8	— 1,7	— 7,2	— 14,2	540	Juli	Loewe	F	20
Sydney	34°	9,1	7,7	2,3	— 2,7	— 8,9	— 15,6	539		Loewe	F	21
Melbourne .	38°	9,5	5,4	0,1	— 5,1	— 11,2	— 17,7	535		Loewe	F	21
„Meteor" ..	40°	9,5	— 0,2	— 2,8	— 8,7	.	.	527	Juni/Juli	Reger	D	14
Weddell-See	69°	— 25,0	— 19,2	— 18,6	.	.	.	(495)		Barkow	D	22
Mac Murdo-Sund	77°	— 35,0	— 30,2	— 34,0	— 38,2	.	.	470	Juli/August	Simpson	B	23
Little America .	78°	— 44,0	— 26,0	— 27,5	— 31,5	— 38,0	— 45,0	478	Aug./Sept.	Court	R	25
Little Am. .	78°	— 39,5	— 23,2	— 25,2	— 29,2	.	.	482	September	Grimminger	DF	24

rund 50 Drachenaufstiege Barkows, denen jedoch nicht das Ausmaß der Temperaturabnahme oberhalb der Inversion entnommen werden kann; die relative Topographie 500/1000 mb stellt also hier nur eine grobe Näherung dar.

Sowohl im Sommer wie im Winter liegen die Mitteltemperaturen der Troposphäre in der Antarktis merklich *niedriger* als in der Arktis. Im Sommer finden wir als gesicherte Werte der relativen Topographie südlich

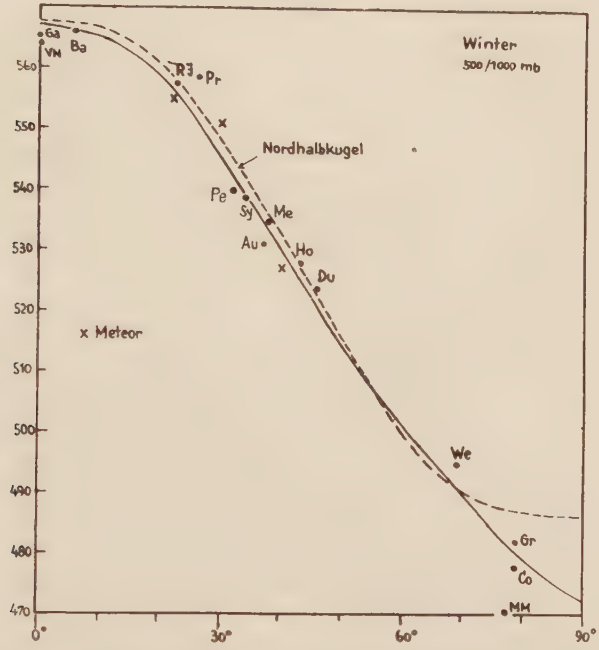

Abb. 2. Relative Topographie der Schicht 500/1000 mb, Wintermittel.

des 65. Breitengrades Zahlen, die zwischen 504 und 516 dkm schwanken; der Kurve in Abb. 1 entnehmen wir für 70° 512, für 80° 508 dkm. Im Winter liegen die gesicherten Werte zwischen 470 und 482 dkm; der Kurve mag man für 70° 489, für 80° 479 dkm entnehmen. Eine Zusammenstellung einiger arktischer Stationen sei in Tabelle 9 gebracht. Hierzu sind einige unsichere Werte (russische Aufstiege vor 1936) mit Fragezeichen versehen; die übrigen Werte sind durch die deutschen Polarstationen während des Krieges [*11*] bestätigt worden. Die Resultate der wichtigen Station Arctic Bay (918) in der Nähe des amerikanischen Kältepols wurden den Funkausstrahlungen entnommen und gelten wegen ihrer Unvollständigkeit nur als vorläufig. Wir erkennen aus dem Vergleich sofort, daß im *Sommer* auf jeden Fall die *Antarktis* in der Troposphäre um 10 bis 20 dkm, also um *5* bis *10° kälter* ist, als die *Arktis*. Aber auch

im *Winter* liegen die Mittelwerte tiefer; die antarktischen Troposphärentemperaturen werden nur lokal am ostsibirischen Kältepol (Jakutsk, Januarmittel 475 dkm [*28*]) noch um einige Grad unterboten. Auf die Folgerungen aus dieser Tatsache müssen wir noch zurückkommen.

Tabelle 9. *Relative Topographie 500/1000 mb für arktische Stationen.*

Ort	Breite	Sommer	Winter
Vardö (Norwegen)	70°	536	504
Point Barrow (Alaska)	71°	531	497
Scoresbysund (Grönland)	71°	(531)	503
Arctic Bay (Baffinland)	73°	(523)	(480)
Dickson-Insel (Sibirien)	73°	534	481 ?
„Maud" (Ostsibirische See)	75°	526	487
Kap Tscheljuskin (Sibirien)	77°	529	485 ?
Nowaja Semlja	77°	534	480 ?
Spitzbergen	78°	529	496
Franz Josefsland	81°	530	493

Auch für die obere Troposphäre und die untere Stratosphäre läßt sich eine klare Abhängigkeit von der Breite konstatieren. Wir beschränken uns hier auf die Aufstiege der „Schwabenland", da hier allein eine näherungsweise Strahlungskorrektur angebracht werden kann. Leider ist das bei den amerikanischen Aufstiegen 1940/41 und 1946/47 nicht der Fall. Während wir oben nach Anbringung der Strahlungskorrektion eine offenbar reelle, aber doch nur geringe Zunahme der Temperatur mit der Höhe in der Stratosphäre des Polarsommers (in der Größe von 0,3 bis 0,4 °/km ermitteln konnten, zeigen die Aufstiege der beiden Byrd-Expeditionen im gleichen Intervall eine mittlere Zunahme von 0,6 bis 0,8 °/km, also den doppelten Wert. Court [*25*] schätzt den Fehler durch den Strahlungseinfluß auf Grund von Vergleichsaufstiegen bei Washington auf höchstens 5°; diese Schätzung entspricht dem auch hier ermittelten Betrag. Wegen der starken Abhängigkeit des Strahlungsfehlers vom Instrumententyp, von der Ventilation und dem Druck bzw. der Höhe ist eine Strahlungskorrektur kaum in gröbster Annäherung möglich, und die amerikanischen Aufstiegsergebnisse lassen sich in der Stratosphäre nur schwer mit den unseren vergleichen.

Nach dem Vorgang von Scherhag [*11*] berechnen wir für die „Schwabenland"-Aufstiege die relativen Topographien 225/500 mb, 96/255 mb und 41/96 mb und stellen sie in Kurvenform dar (Abb. 3). Die wenigen älteren Aufstiege von Batavia sind nach Scherhag [*11*] in der Tropopausenregion zu kalt und werden daher hier nicht berücksichtigt; ähnliches gilt für die von Victoria-Nyanza (vgl. Abschnitt V). Die Resultate der amerikanischen Sonden bei Little America werden ohne Strahlungskorrektion beigefügt; sie passen nur teilweise in das Bild hinein. In der Schicht 225/500 mb zwischen 5 und 10 bis 11 km Höhe macht sich die Zunahme der Tropopausentemperaturen polwärts bemerkbar; ab rund

65° Breite bleiben die Werte konstant, ja vielleicht ist eine geringe Zunahme zum Pol sogar reell. Für die Schicht 96/225 mb zwischen etwa 11 und 16 gkm tritt jetzt das Gegenläufigkeitsgesetz klar hervor: die Temperaturen nehmen vom Äquator bis zum Südpol durchweg zu, wobei jedoch der Wert in 78° Breite wohl um 2 bis 4 dkm zu hoch ist. Noch stärker ist die Zunahme in der Schicht 41/96 mb (etwa 16 bis 22 gkm), die auch in niedrigen Breiten fast ausschließlich der Stratosphäre angehört. Hier liegen die Werte in der Äquatorialregion um zirka 20 dkm =

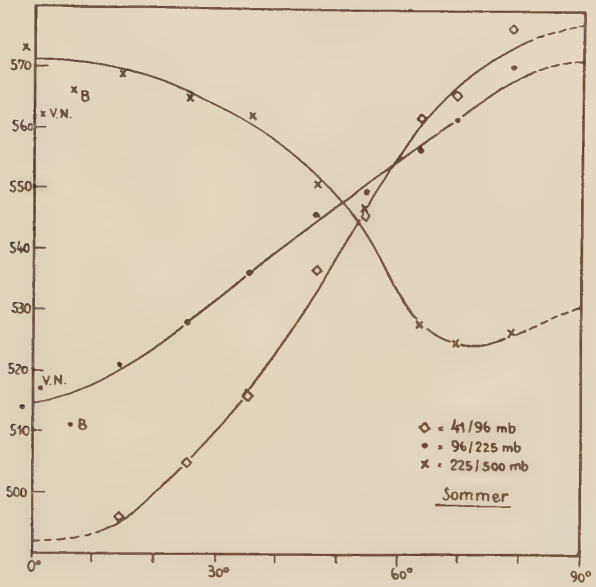

Abb. 3. Relative Topographien der Schichten 225/500 mb, 96/225 mb und 41/96 mb (Südsommer).

10° tiefer, aber südlich 60° Breite offenbar geringfügig höher als in der Schicht 96/225 mb; der unkorrigierte Wert von Little America fällt offensichtlich etwas heraus.

Die gute Übereinstimmung der Einzelwerte fast aller aerologischer Aufstiege der Südhalbkugel erlaubt es, an Hand unserer Werte sowie der leicht wegen der Strahlung korrigierten Werte der Byrd-Expedition einen *meridionalen Vertikalschnitt* der Temperatur durch die Südhemisphäre (Abb. 4) zu konstruieren. Die zonalen Unterschiede sind so gering, daß dieser Schnitt, der zunächst natürlich für den Südatlantik Gültigkeit hat, auch ohne allzu große Abweichungen für die Südhalbkugel verallgemeinert werden darf. Eine leichte Ausgleichung beschränkt sich lediglich auf die beiden Breitenzonen 40 bis 50° und 50 bis 60°; ihr Betrag überschreitet nirgends 300 m oder knapp 2 . Für die Nordhalbkugel wurden bereits [*30*] die außerordentlichen zonalen Unterschiede auf-

gezeigt; die seit Jahren in Gang befindliche Berechnung eines idealen Meridionalschnittes der Nordhalbkugel kann erst abgeschlossen werden, wenn einwandfreie Werte aus dem Bereich des kanadischen Kältepols vorliegen (s. o.).

Gegenüber den bisherigen Darstellungen von A. Wagner [*31*], Palmén [*32*] u. a. fällt auf, daß der Abfall der Temperaturen zum Südpol

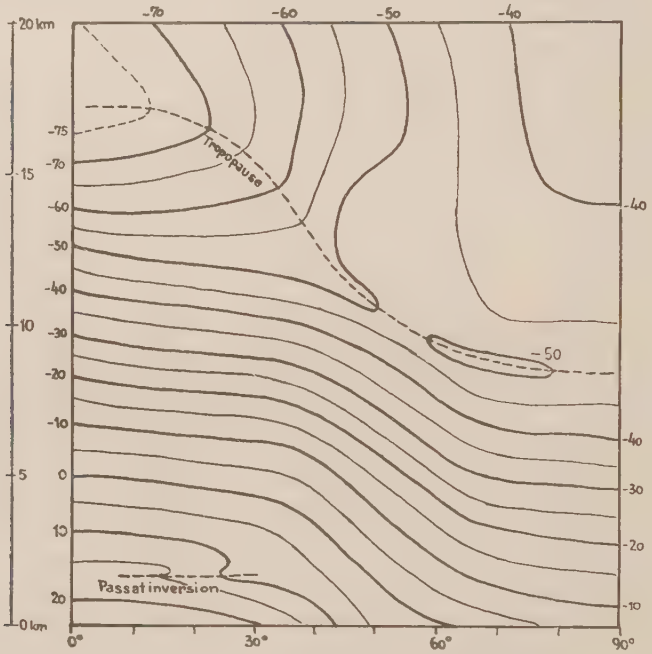

Abb. 4. Meridionalschnitt der Temperatur (Südsommer).

in der Zone zwischen 40 und 65° Breite viel schärfer ist; jedoch fordern die neu entworfenen Zonalschnitte der Nordhalbkugel (vgl. [*30*]) gleichfalls einen etwas stärkeren Abfall. Die Passatinversion wurde an Hand der „Meteor"-Aufstiege eingefügt; sie erscheint für die überwiegend wasserbedeckte Südhalbkugel charakteristisch. Die 0°-Isotherme sinkt von über 4000 m in 35° Breite rasch ab auf Bodennähe in 50°. Die —50°-Isotherme müßte eigentlich der Tropopause bis in polare Breiten nachgeführt werden; die hier vorliegenden Mittelwerte der Temperatur verwischen diese markante Inversion leider allzu stark. Die Führung der —40°-Isotherme in der antarktischen Stratosphäre ist stark hypothetisch; das gleiche gilt natürlich in verstärktem Maß für Palméns —35°-Linie im sommerlichen Polargebiet, die offenbar lediglich auf der fehlenden Strahlungskorrektur beruht. Die Unstetigkeit in der Stratosphärentemperatur in mittleren Breiten oberhalb 15 km dürfte reell sein; man trifft hier offenbar

ziemlich regelmäßig über der äquatorwärts vordringenden polaren Kaltluft mit der für sie kennzeichnenden tiefen Tropopause die hochgelegene subtropische Tropopause wieder (blättrige Tropopause nach Palmén, Senkungstyp nach Flohn/Penndorf [*33*]. Auf diese Erscheinung, die sich auch nicht selten in amerikanischen Aufstiegen der Breitenzone 35 bis 45° findet, hat H. G. Koch [*34*] erst kürzlich an Hand der Aufstiege aus dem Mittelmeerraum hingewiesen.

In einer sehr eindringlichen Form zeigt Abb. 4 synoptisch betrachtet die räumliche *Konstanz* und große *Intensität* der *antarktischen Hauptfrontalzone*, die man mit der „Polarfront" der Norweger identifizieren kann. Ob diese einfach oder mehrfach auftritt, kann nur mittels längerer Serien von synoptischen Karten entschieden werden; wahrscheinlich liegt die Polarfront, wie auch der Temperaturschnitt anzudeuten scheint, zwischen 35 bis 45°, und die Zone des tiefsten Druckes in rund 60° entspricht lediglich der Spurlinie der vorbeiziehenden Tiefdruckgebiete, die auch die mittlere Begrenzung der hochreichenden antarktischen Kaltluft bildet.

Südlich 60° Breite sind offenbar im Sommer die wettermäßigen Änderungen der Luftmassen recht gering, etwas geringer als auf der Nordhalbkugel. In den 18 Tagen, in denen die „Schwabenland" südlich des Polarkreises arbeitete, blieben die 24stündigen Schwankungen der Troposphärentemperatur stets unter 5°; und die Gebietsmittel der jüngsten Byrd-Expedition bündeln sich — unter geringer Breitenabhängigkeit — eng zusammen.

Die *interdiurne Veränderlichkeit* der relativen Topographie 500/1000 mb — als Maß für die Temperaturänderungen in der unteren Tropopause — wurde im Arbeitsgebiet auf 69° Südbreite unter Heranziehung der Marine-Sonden berechnet, wobei die Marine-Sonden vorher an Hand der Vergleichsaufstiege durch Addition von 27 gdm zu dem gemessenen Wert der relativen Topographie korrigiert worden waren. Diese interdiurne Veränderlichkeit ergab sich zu 27 gdm = 1,35° im Mittel des 19tägigen Zeitraumes. Als Vergleich hierzu berechnen wir dieselbe Größe für Tromsö (Mittel für Juli 1942/43) zu 37 gdm = 1,85°; die Extreme betragen 66 gdm bei der „Schwabenland", 180 gdm über Tromsö. Ein eindeutiger Unterschied läßt sich hieraus nicht mit genügender Sicherheit ableiten. Auch die von Meinardus [*35*] abgeleiteten Werte der interdiurnen Veränderlichkeit am Boden zeigen keine grundsätzlichen Unterschiede zwischen Arktis und Antarktis. Die Sommerwerte der Stationsgruppen zwischen 60 und 70° Südbreite schwanken zwischen 0,68° und 1,8°, wobei es sich allerdings um Tagesmittel handelt, während bei den Aufstiegen die Terminwerte zugrunde gelegt wurden. Zur Berechnung der Abhängigkeit der interdiurnen Veränderlichkeit von der Höhe reicht unser Material nicht aus.

Abschließend noch einige Worte über die *Tropopause*, deren Festlegung am Einzelaufstieg nicht immer eindeutig ist. Die Bestimmung erfolgte einmal direkt, dann aber auch aus der Temperaturhöhenkurve mit Hilfe eines graphischen Näherungsverfahrens, das bereits an anderer

Stelle [3] erörtert wurde. In den Zonen 30 bis 60° liefern beide Methoden (Tabelle 10) etwas verschiedene Ergebnisse; die Ursache hierfür ist das Auftreten von zwei Tropopausen, von denen hier das graphische Verfahren nur die tiefere erfaßt, während in dem direkten Verfahren beide Werte berücksichtigt werden. Auf jeden Fall ist die Tatsache gesichert,

Tabelle 10. *Höhe (gkm) und Temperatur (° C) der Tropopause.*

Breitenzone	direkt gemessen		graphisch bestimmt	
	Höhe	Temperatur	Höhe	Temperatur
14° S	17,2	— 73,7°	.	.
25° S	16,3	— 66,8°	16,7	— 70°
35° S	14,2	— 60,3°	15,0	— 62°
46° S	11,3	— 52,2°	10,6	— 47°
54° S	10,8	— 52,7°	9,8	— 48°
63° S	9,2	— 51,5°	9,2	— 54°
69° S	8,7	— 51,8°	8,6	— 52°
78° S	?	?	8,3	— 50°

daß die sommerliche Tropopause über der Antarktis in 60 bis 80° Breite mindestens 1 km tiefer liegt als über der Arktis, wie bereits das in [3] veröffentlichte Diagramm zeigte.[1] Im Winter verwischt sich nach Court [25] die Tropopause gänzlich, was mit unseren umfangreichen Erfahrungen bei troposphärischen Kaltlufttropfen zusammentrifft; über dem Kältepol der Nordhemisphäre Jakutsk ist nach den Untersuchungen über Temperatur- und Windverteilung in der Höhe gleichfalls die Tropopause (in rund 6 km) nur schwer zu erkennen [3, 29]. Court erklärt [25] die ungemein tiefen Stratosphärentemperaturen aus dem Fehlen eines meridionalen Austausches zwischen Antarktis und den niedrigen Breiten der Südhalbkugel, im Gegensatz zu den Verhältnissen auf der Nordhalbkugel. Auf diese Frage muß noch in anderem Zusammenhang näher eingegangen werden (Abschnitt VI).

IV. Die Feuchtigkeitsverhältnisse.

Die großen Unterschiede in den Feuchtemessungen der beiden Sondentypen wurden bereits erwähnt; sie erfordern eine gesonderte Betrachtung der Ergebnisse. Die in Tabelle 11 mitgeteilten Resultate der Lang-Sonde lassen im Passatgebiet die scharfe Inversion längst nicht in genügender Deutlichkeit erkennen, die aus den Drachenaufstiegen des „Meteor" [14] ja zur Genüge bekannt ist. Dagegen erfaßt die Marine-Sonde — ebenso

[1] Die französischen Radiosondenaufstiege im Gebiet der Kerguelen (vgl. R. Bureau, M. Douguet, Ph. Wehrlé, C. R. Ac. Sc. Paris 208, 1939, 1419—20) liefern eine sehr niedrige Tropopause (8,0 km, −45°), passen aber weder zu unseren noch zu den amerikanischen Aufstiegen [26]; nach den synoptischen Erfahrungen der letzten zehn Jahre mit diesem Sondentyp müssen diese Ergebnisse als zu unsicher außer Betracht bleiben.

wie bei den Messungen von Schröder [9] — diese Passatinversion in ausgezeichneter Schärfe; ein Rückgang der Feuchte oberhalb der Inversion auf 10 bis 30% wie bei den Aufstiegen der Marine-Sonde in der Breitenzone 10 bis 30° Süd (Tabelle 12), ist sicher reell. Jedoch sind die ermittelten Feuchtewerte wegen der geringen Zahl der Aufstiege nicht als repräsentativ zu betrachten. In den höheren Breiten sind die Unterschiede der beiden Sondentypen wesentlich geringer, was zum Teil mit der geringen Meßgenauigkeit bei tiefen Temperaturen zusammenhängt.

Tabelle 11. *Relative Feuchtigkeit* (*Lang-Sonden*).

	0	1	2	3	4	5 km	N
2° N	82	80	76	68	75	72	6
14° S	77	82	64	53	45	38	6
25°	80	81	74	61	54	46	8
35°	80	82	63	43	37	36	9
46°	86	92	76	63	58	50	10
54°	93	86	78	68	59	55	10
63°	81	77	81	72	66	61	3
69°	81	74	76	76	72	65	10

Tabelle 12. *Relative Feuchtigkeit* (*Marine-Sonden*).

	0	1	2	3	4	5	6	7	8 km	N
1° S	88	90	88	65	54	(62)	(53)	(35)	50	2
14°	73	80	69	32	24	17	12	7	20	2
25°	81	76	73	61	27	23	31	35	48	6
35°	79	72	49	28	31	26	51	51	52	3
45°	82	85	68	37	46	51	61			4
54°	93	82	72	62	46	63	64			9
63°	87	92	89	67	(81)					3
69°	87	67	60	70	68	(68)				12

Ziehen wir die von der Südhalbkugel vorliegenden Vergleichsaufstiege (Tabelle 13) heran — mit Ausnahme der nur 2 km erreichenden Drachenaufstiege von Alegrete und dem Weddell-Meer —, so lassen sich hieraus die *Grundzüge* der Verteilung der *relativen Feuchtigkeit* über den einzelnen Zonen ableiten. Die äquatoriale Kalmenzone, wo die Passate der beiden Halbkugeln in eine großzügige Konvergenzzone einmünden, die sich nicht selten zur Intertropikfront verschärft, zeichnet sich in allen Jahreszeiten durch Werte der relativen Feuchtigkeit um 70% bis in große Höhen aus. Die Sommeraufstiege von Coco Solo (Panamakanal), Südindien (Madras, Poona-Haidarabad) sowie von Ostafrika (Victoria-Nyanza) passen völlig in dieses Bild hinein. Dagegen liegen die Werte der relativen Feuchte auf den Galapagos-Inseln — deren bisher unbekanntem Klima Alpert [36] eine sehr interessante, synoptisch-aerologisch

Tabelle 13. *Vergleichswerte der relativen und der spezifischen Feuchte (Südsommer).*

Ort	Breite (Süd)	Relative Feuchte (%)					Spezifische Feuchte (g/kg)				
		0	1	2	3	4	5 km	0	1	2	3	4	5 km
Galapagos	0	79	70	62	57	50	44	17,0	11,5	8,4	6,5	4,5	3,2
„Meteor“	0	82	87	83	67	62	.	16,7	12,2	11,3	7,9	5,6	.
Batavia	6	88	78	76	73	72	73	18,2	12,9	9,9	7,3	5,8	4,5
Rio de Janeiro	23	68	70	66	53	39	.	16,7	12,7	9,5	6,0	3,6	.
Pretoria	26	—	67	68	72	68	53	.	(13,1)	9,1	7,2	4,5	3,1
Sydney	34	72	66	53	45	41	38	11,9	9,0	6,4	4,5	3,0	2,2
Melbourne	38	64	68	57	50	45	42	8,3	6,5	4,9	3,5	2,5	1,7
„Meteor“	57	85	83	78	65	.	.	4,1	2,9	2,0	1,3	.	.
Byrd-Expedition	63	86	84	73	63	58	51	3,5	2,4	1,5	0,9	0,6	0,3
Little America	77	85	71	63	59	57	50	2,1	1,3	0,8	0,6	0,4	0,2

unterbaute Studie gewidmet hat — merklich niedriger; die Galapagos stehen jedoch wegen ihrer wüstenhaften Trockenheit mitten unter dem Äquator bekanntlich völlig isoliert da. In den bodennahen Schichten bis rund 2 km darf man mindestens über dem Meere sogar mit 80 bis 85% Sättigung rechnen. In der *Passatzone*, zu der randlich auch noch Rio de Janeiro einbezogen werden darf, nimmt unterhalb der Passatinversion die relative Feuchte bis nahe zum Sättigungswert in Höhe der Inversion zu. Darüber darf man höchstens Werte von etwa 30% ansetzen, die den gesamten Höhenabschnitt zwischen 3 und 7 km charakterisieren. Die hohe Lage der Passatinversion in der Breitenzone 20 bis 30°, wie sie durch die Feuchte- und Temperaturmittel der „Schwabenland“ (Tabelle 5, 11, 12) gegeben erscheint, ist wohl kaum repräsentativ; die Karte der Höhenlage der Passatinversion nach von Ficker [*37*] kennzeichnet diesen Wert als Ausnahme. Die erneute Zunahme der Feuchtigkeit in Höhen oberhalb 7 km findet sich zwar bei jedem Einzelaufstieg der Marine-Sonden zwischen 10 und 40° Breite, aber die Genauigkeit der Psychrometermessung reicht bei Temperaturen unter —15° wohl kaum hin, dieses Ergebnis zu sichern. Da jedoch nach den Strömungskarten von Ekhart [*38*] sich hier eindeutig der Antipassat bemerkbar macht, so steht diese höhere Feuchtigkeit immerhin in Einklang mit den Strömungsverhältnissen. Die Breitenzone 30 bis 40°, die normalerweise dem subtropischen Hochdruckgürtel entspricht, schließt sich der Passatzone mit nur geringer

Änderung an, doch ist — wegen der fehlenden Divergenz — das Absinken in den Schichten oberhalb 3 km erheblich geringer, die Werte der relativen Feuchtigkeit liegen zwischen 30 und 50%, oberhalb 5 km sogar über 50%. Die beiden australischen Stationen [*21*] bestätigen wenigstens unterhalb 5000 m diese Feuchteverteilung.

Innerhalb der *Westwindzone* mit ihren umfangreichen Wolkensystemen längs der südhemisphärischen Frontalzone steigt die relative Feuchtigkeit in den Schichten bis 3 km auf 65 bis 90% an, ja im Gebiet der Frontalzone selbst (Breitenzone 50 bis 60°) wird im Meeresniveau zum Teil der Betrag von 90% etwas überschritten. Zwischen 3 und 5 km müssen Werte zwischen 50 und 65% angenommen werden. In der subpolaren Zone 60 bis 70° liegen die Dinge ähnlich, wobei die amerikanischen Sonden (Tabelle 13) mit ihrem völlig anderen Meßprinzip die Ergebnisse

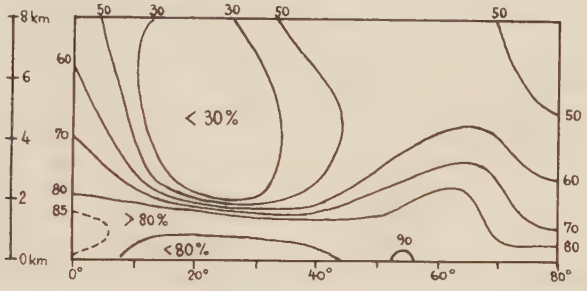

Abb. 5. Meridionalschnitt der relativen Feuchtigkeit (schematisch), Südsommer.

der deutschen Sonden mindestens grundsätzlich stützen. Eine gewisse Abnahme der relativen Feuchte wenigstens oberhalb 2 km von der subpolaren Tiefdruckfurche hin zum Pol, die sich aus dem Vergleich der neuen amerikanischen Aufstiege ergibt, dürfte gleichfalls reell sein, wenn auch die Absolutwerte bei —30° noch nicht endgültig gesichert erscheinen.

Wenn auch die Werte der *relativen Feuchte* infolge der verschiedenen Instrumente noch sehr unsicher sind, so können wir doch einmal versuchen, die Daten in einem — notwendig schematisch gehaltenen — *Meridionalschnitt* zusammenzustellen. Hierbei dienen die Ergebnisse der „Schwabenland"-Expedition wohl als Grundlage, werden jedoch mit den übrigen Aufstiegen zusammengefaßt, um die grundsätzlichen Züge der Verteilung der relativen Feuchte in der Troposphäre einmal in einem Vertikalschnitt darzustellen. Kein anderes meteorologisches Element ist so geeignet, die Vertikalbewegungen wiederzugeben, wie gerade die relative Feuchtigkeit; deshalb sei das in Abb. 5 wiedergegebene Schema hier gebracht, obwohl seine Unterlagen noch reichlich unsicher erscheinen. (Für eine ähnliche, naturgemäß weit vollständigere Darstellung der Feuchteverteilung über der Nordhalbkugel ist bereits das Material zusammengestellt.) Wir sehen in dem Schema zwei Zonen mit niedriger

Feuchte, also vorwiegend *abwärts* gerichteter Vertikalbewegung: die Zone des Passats und des Subtropenhochs zwischen 10 und 40° Süd, sowie (wesentlich unschärfer, auch weniger gut gesichert) die des polaren Hochdruckgebiets. Die Zone höherer Feuchte im Antipassat oberhalb 7 km wurde gleichfalls angedeutet. Daneben lassen sich ebenso klar zwei Zonen mit hoher Feuchte, also vorwiegend *aufwärts* gerichteter Bewegung unterscheiden: die äquatoriale Tiefdruckfurche mit der Intertropikfront unter 0°, sowie die subpolare Tiefdruckfurche mit der Polarfront zwischen 50 und 70° Süd mit einem Maximum der relativen Feuchte in 60°.

Tabelle 14. *Spezifische Feuchtigkeit (in g/kg).*

	0	1	2	3	4	5	6	7	8 km
1° N	18,0	13,4	11,2	7,7	6,3	4,8	(3,2)	(2,4)	(1,4)
14° S	13,8	11,1	8,7	3,5	2,2	1,4	0,6	0,2	0,4
25°	14,3	9,7	7,1	5,1	1,9	1,3	1,2	0,8	0,7
35°	10,8	7,8	4,7	2,6	2,4	1,5	1,4	1,1	0,6
46°	5,8	4,9	3,6	2,2	1,8	1,3			
54°	4,0	3,5	2,9	1,9	1,2	1,0			
63°	3,3	2,4	1,6	0,9	0,6	0,4			
69°	3,1	1,7	1,2	0,8	0,5	0,3			

Aus den angegebenen Daten der relativen Feuchte wurde für die „Schwabenland"-Aufstiege die *spezifische Feuchte* in g/kg errechnet, und zwar mit Hilfe des hierzu am besten geeigneten thermodynamischen Rechenschiebers (Entwurf Reichsamt für Wetterdienst), der aus Temperatur, relativer Feuchte und Druck die spezifische Feuchte mit nur

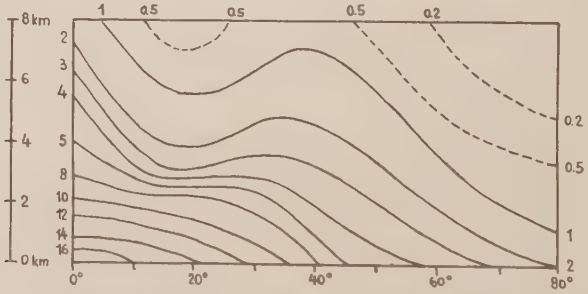

Abb. 6. Meridionalschnitt der spezifischen Feuchtigkeit (Südsommer).

einer Einstellung von Zunge und Läufer sofort abzulesen gestattet. Hiebei wurden für die Breitenzonen 10 bis 40° die Feuchtewerte der Marine-Sonde allein, für die übrigen Breiten dagegen — wegen der allzu geringen Zahl der Aufstiege — die nur gering abweichenden Werte beider Sondentypen zusammen zugrunde gelegt. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 14, die der Vergleichsstationen in Tabelle 13. Auch hier wurde

wieder der Versuch gemacht, diese zusammen mit den Vergleichsaufstiegen in schematischer Form als *Meridionalschnitt* darzustellen (Abb. 6), dessen Grundlagen etwas besser gesichert sind als bei Abb. 5. Auch hier erkennt man die beiden Zonen geringer Feuchte, sowie die zwei Aufwölbungen der Isolinien der spezifischen Feuchte entsprechend den beiden Hauptfrontalzonen, wobei allerdings der starke Abfall der Temperatur zum Pol hin die Zone maximaler spezifischer Feuchte von der Polarfront weg auf die Breitenzone um 40° verschiebt. Der rasche Abfall der spezifischen Feuchte oberhalb der Passatinversion ist in dieser schematischen Darstellung keinesfalls übertrieben; beim Einzelfall kann er noch weit schroffer sein (vgl. Schröder [*9*]).

V. Luftdruck und Winde.

Zur Ableitung der mittleren Luftdruck- und Windverhältnisse in der freien Atmosphäre benötigen wir bekanntlich nur die Kenntnis der mittleren (virtuellen) Temperatur sowie der Druckverteilung am Boden, um die Höhenlage der Isobarenflächen und damit zugleich die mittlere Höhenströmung berechnen zu können. Es hat sich daher weitgehend eingebürgert, an Stelle der Luftdruckwerte in bestimmten Höhenstufen sofort die absolute Topographie der isobaren Flächen in geodynamischen Metern zu berechnen, um damit die zugehörigen Windwerte unmittelbar ohne Reduktion auf gleiche Dichte ermitteln zu können. Als Ziel der Rechnung wurde hier die *Ableitung der mittleren Zonalkomponente des Windes für die gesamte Südhalbkugel gesetzt.* Dieses Ziel kann jedoch nur für die höheren Breiten (ab etwa 30°) erreicht werden, während die an Zahl zu geringen Aufstiege der Subtropen und Tropen nur eine Näherungslösung erlauben.

Zur Kritik der Temperaturangaben, auf deren Zuverlässigkeit ja alles ankommt, sind noch einige Ausführungen notwendig. Für die *Äquatorialregion* liegen außer den wenigen Sondenaufstiegen der „Schwabenland" noch die Registrierballonaufstiege von Batavia [*17*] vor, die jedoch in der Stratosphäre leider nur schlecht zu den übrigen Werten passen; auch Scherhag [*11*] hält die Temperaturen im Tropopausenniveau für etwas zu kalt. Die Registrierballonaufstiege vom Victoria-Nyanza [*28*] stimmen zwar mit Batavia bis 200 mb recht gut überein, fallen jedoch in die Monate August/September, dürfen also nur bedingt für den Südsommer herangezogen werden. In beiden Fällen liegen die absoluten Topographien wesentlich niedriger als die der „Schwabenland"-Aufstiege. Anderseits stimmen die Galapagos-Aufstiege [*36*] bis 400 mb ausgezeichnet mit unseren überein, sind aber nicht für größere Höhen veröffentlicht. In Abb. 7 wurden die vier vorliegenden Aufstiegreihen der äquatorialen Kalmenzone vereinigt: die Darstellung zeigt sofort, daß in der ganzen Troposphäre von 2 bis 12 km Batavia und Victoria-Nyanza 1 bis 3° kälter sind als „Schwabenland" bzw. Galapagos. Oberhalb 12 km nähern sich Victoria-Nyanza und „Schwabenland". Der Mittelwert aus Batavia und „Schwabenland" wird noch am ersten die mittleren

Verhältnisse für den Südsommer treffen; die Berechtigung dieser Mittelbildung wird später deutlich werden.

Für die *mittleren Breiten* liegt aus der Stratosphäre kein Vergleichsmaterial vor. Unterhalb 300 mb sind die Neuseeland-Aufstiege von Kerr [27] offenbar kälter als die der „Schwabenland", wobei der Unterschied bei Auckland größer ist als bei den südlicheren Stationen. Von besonderer Bedeutung sind die *hohen Breiten.* Für das Roßmeer (Little America 78,5° S) werden die Radiosondenaufstiege der beiden Byrd-

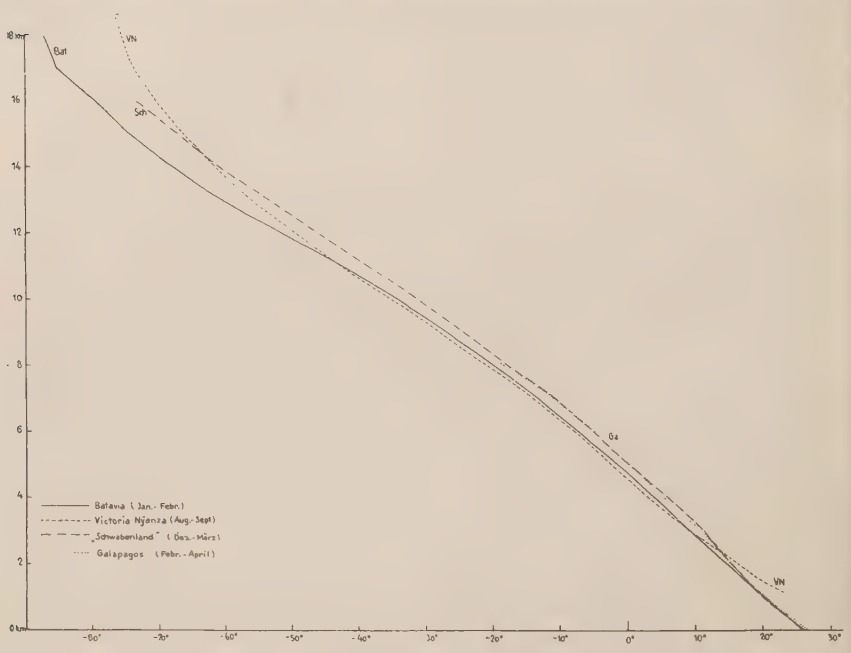

Abb. 7. Vertikale Verteilung der Temperatur über der Äquatorialregion.

Expeditionen 1940/1941 und 1946/1947, soweit verfügbar [*25, 26*], zu einem Mittelwert vereinigt, der allerdings keine Strahlungskorrektion enthält. Betrachtet man die vergleichende Gegenüberstellung der beiden Mittel für 69° (Schwabenland) und 78° (Little America) in Abb. 9, so müßte der rund 2° kälteren Troposphäre in Little America eine tiefere Tropopause (vgl. Tabelle 10) und eine nur geringfügig wärmere Stratosphäre entsprechen. Das ist auch bis 12 km offensichtlich gut erfüllt. Die Temperaturen oberhalb 12 km erscheinen in Little America leicht verstrahlt. Setzen wir versuchsweise einmal in der Stratosphäre die gleiche Temperaturzunahme wie bei den einwandfrei korrigierten Aufstiegen in Spitzbergen (φ — 78,9° N), so kommen wir in 20 km auf —39° gegen —38°, also auf einen Fehler von nur 1°. Da in der Arktis die Temperatur der Stratosphäre im Sommer sowohl nach oben wie

polwärts zunimmt, ist kein Grund ersichtlich, weshalb sie in der Antarktis, unabhängig von den verschiedenen Absolutwerten, einen prinzipiell anderen Gradienten haben soll. Die bereits aus Abb. 3 zu erschließende geringfügige Korrektion der Little-America-Sonden wegen der Strahlung bestätigt sich durch diese Betrachtung. Damit gewinnen wir aber auch die Berechtigung, die Kurven von Abb. 3 bis 90° zu extrapolieren und so angenäherte Werte der absoluten Topographie der Hauptisobarenflächen über dem Südpol zu berechnen.

Tabelle 15. *Absolute Topographien der Hauptisobarenflächen (in geod. dkm).*

Normal 1000		1000	700	500	300	225	200	100	50	41 mb
2° N	10	10	310	577	953	1150	1227	1642	.	.
14° S	10	12	310	577	954	1146	1223	1643	2042	2158
25°	13	16	311	575	948	1140	1216	1644	2054	2173
35°	16	13	306	571	941	1134	1209	1645	2065	2186
46°	9	6	289	543	903	1094	1170	1614	2052	2176
54°	— 3	0	280	531	887	1076	1153	1600	2044	2172
63°	— 10	— 6	266	510	853	1038	1114	1568	2025	2157
69°	— 9	— 5	266	509	849	1034	1111	1569	2030	2162
78° S	— 8	— 6	262	503	843	1030	1108	1573	2041	2175

In Tabelle 15 sind die aus den Aufstiegen unmittelbar ermittelten Werte der absoluten Topographie der Hauptisobarenflächen bis 41 mb mitgeteilt. Der graphischen Darstellung in Abb. 8 liegen jedoch korrigierte Werte zugrunde: für die Äquatorialregion Mittel Batavia—„Schwabenland", für 78° Süd die obenerwähnte Strahlungskorrektion, sowie für alle Breitenzonen die Reduktion auf mittleren Luftdruck, wie in der ersten Spalte von Tabelle 15. Nach diesen Korrektionen war eine graphische Ausgleichung der Werte kaum noch notwendig.

Darstellungen der *mittleren Höhenlage* der *Hauptisobarenflächen* existieren schon mehrfach. Doch müssen die für die Nordhalbkugel vorliegenden — Stüve [*39*], Bjerknes-Bergeron [*40*], Raethjen [*41*] — alle mehr oder minder stark korrigiert werden, da die wenigen verwendeten Aufstiege — wie bereits mehrfach gezeigt [*4, 30*] — nicht für ihren Breitenkreis repräsentativ sind und daher vielfach in die Irre führen. Für die Südhemisphäre gilt naturgemäß der gleiche Einwand, der jedoch hier nicht so schwer wiegt, da die zonalen Temperaturunterschiede gegenüber den meridionalen erheblich kleiner sind, während sie auf der Nordhalbkugel die gleiche Größenordnung besitzen. So beträgt z. B. der Unterschied der relativen Topographie 500/1000 mb zwischen Reykjavik und Jakutsk auf nahezu gleicher Breite im Januar 41 dkm, den gleichen Wert wie die Differenz Madrid—Franz-Josefs-Land, bei einem Breitenunterschied von 40°! Im übrigen trifft die hier gegebene Darstellung zunächst nur für den atlantischen Sektor der Südhalbkugel zu, während im westpazifischen sicher etwas abweichende Werte gelten (Neuseeland!).

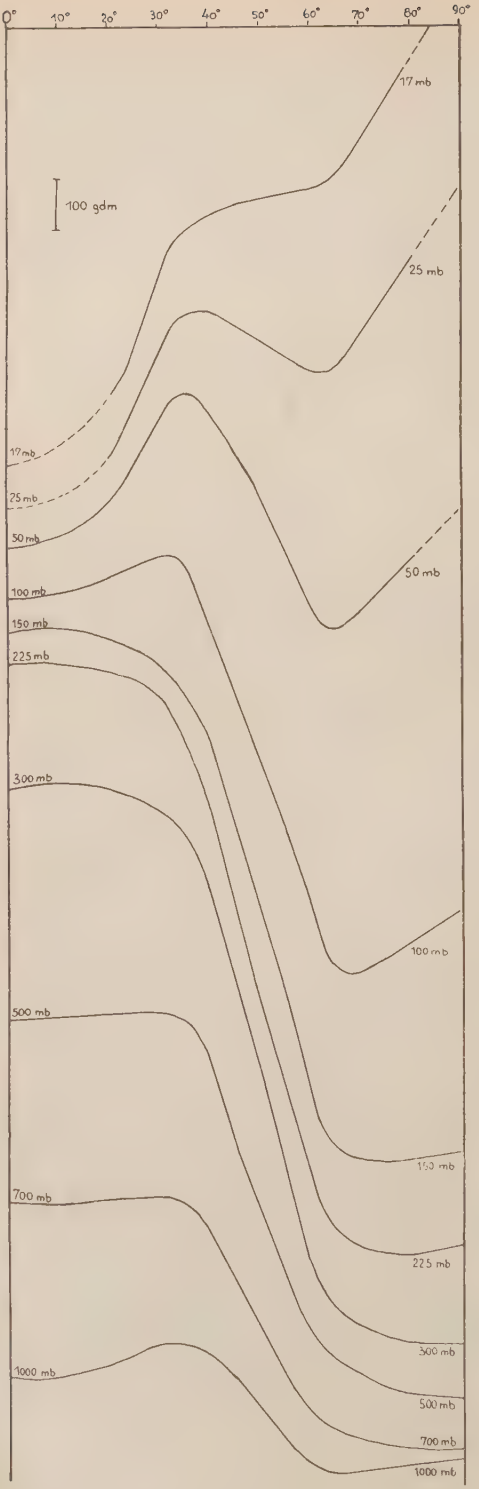

Abb. 8. Meridionalschnitt der absoluten Topographien der Hauptisobarenflächen (Südsommer).

Die in Abb. 8 gegebene Skizze der Topographie der Hauptisobarenflächen längs eines Meridians im Sommer der Südhalbkugel zeigt für die unteren Flächen bis zum 500 mb-Niveau einen prinzipiell ähnlichen Verlauf: Flacher Anstieg vom Äquator zum Subtropenhoch, steiler Abfall zur subpolaren Tiefdruckfurche, dann Gleichbleiben oder (am Erdboden) leichter Anstieg zum antarktischen Hochdruckgebiet. Der ungemein steile Abfall von 35 auf 65° Breite, der die Westwindzone charakterisiert, verstärkt sich mit wachsender Höhe zunehmend. Bei den Flächen 300 mb, 225 mb und 150 mb ist er noch steiler, wobei das Maximum in 225 mb zu finden ist. Inzwischen verschiebt sich aber das subtropische Hoch äquatorwärts; die 225 mb-Fläche erreicht ihre größte Höhe zwischen dem Äquator und 15° Südbreite. Gleichzeitig beginnt die Fläche polwärts von 80° zuerst schwach anzusteigen. Deutlich wird dieser Anstieg durch die hohen Stratosphärentemperaturen, die wenigstens zu einem Teil trotz Strahlungsfehler noch reell sein müssen, oberhalb 100 mb, während gleichzeitig wegen der Umkehr des meridionalen Temperaturgefälles der scharfe Abfall der Westwindzone an Stärke verliert. In 50 mb zeigen sich zwei Maxima in

den Subtropen und am Pol, sowie zwei Minima am Äquator und in der Subpolarfurche, ganz ähnlich — wenn auch viel markanter — wie am Boden. Darüber hinaus sind vorsichtige Extrapolationen der Temperaturverteilung oberhalb 20 km Höhe notwendig, die jedoch das Ergebnis gar nicht mehr wesentlich fälschen können: die 17 mb-Fläche in rund 27 km zeigt einen ununterbrochenen, nur in mittleren Breiten verlangsamten Abfall vom Pol zum Äquator und bildet somit das Gegenstück zur 225 mb-Fläche mit dem fast völlig entgegengesetzten Verlauf. Ihre Konstruktion beruht auf der von SCHERHAG [*11*] angewandten Topographie der 41 mb-Fläche und der extrapolierten Schicht 17/41 mb; nur ein er-

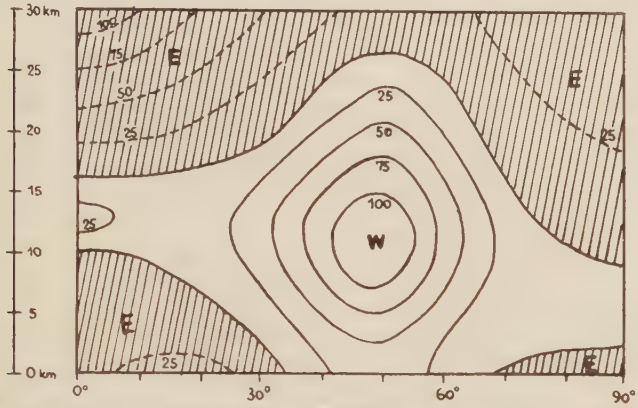

Abb. 9. Zonalkomponente der Höhenströmung (Westwind weiß, Ostwind schraffiert) im Südsommer. Geschwindigkeit in km/h.

heblich (um mindestens 10°) abweichender Temperaturverlauf könnte das eben angeführte Ergebnis grundsätzlich ändern.

Errechnen wir nun mit der Formel $v_g = -\frac{1}{l} \cdot \frac{dh}{dn}$ ($l = 2\,\omega \sin\varphi$, $\frac{dh}{dn}$ — Änderung der absoluten Topographie in gdm pro m Horizontalabstand) aus diesen Isobarenflächen die zugehörige *Zonalkomponente des geostrophischen Windes* v_g, so erhalten wir (unter der Voraussetzung eines Gleichgewichtszustandes) die in Abb. 9 wiedergegebene Darstellung, die nunmehr in Einzelheiten diskutiert werden muß. In der *Äquatorialregion* enthält unsere Darstellung einen Kompromiß: während die bisher allein verwendeten Aufstiege von Batavia und Victoria-Nyanza einen durchgehenden Ostwind erfordern (vgl. [*28*, *40*, *41*, *43*]), ergibt sich bei Verwendung der zwar zahlenmäßig auch nur spärlichen, aber durch die Galapagos-Reihe gestützten „Schwabenland"-Aufstiege ein durchgängiger Westwind bis rund 15 km Höhe. Beides widerspricht eindeutig den vorliegenden Windbeobachtungen. Die (für diese Zwecke gesondert ausgewerteten) „Meteor"-Aufstiege [*42*] geben im Südsommer bzw. Nordwinter in rund 11 km Höhe einen raschen Windsprung von ESE (Urpassat) auf WNW. Diese Westwinde (Antipassat) reichen in dieser

Jahreszeit bis über 18 km, während im Mittel ab 16,5 bis 17 km nach Kuhlbrodt [42] wieder der Oberpassat einsetzt; alle „Meteor"-Aufstiege geben zusammen in 19,5 km einen schwachen ENE von recht großer Beständigkeit. Die Untergrenze der Westwindzone in Ostafrika liegt gleichfalls in rund 12 km [28], ebenso fanden Georgii und Seilkopf [43] in der Schicht 11 bis 19 km über Columbien Westwinde. Die Beobachtungen von Batavia beweisen nach van Bemmelen [44] zwar diese Westwindschicht nur zwischen März und September, aber auch in den übrigen Monaten zeigte sich eine erhebliche Abschwächung der Ostkomponente in rund 18 km Höhe. Über den peruanischen Anden in rund 10° Südbreite beginnt im Südwinter dieser antipassatische Westwind nach Kinzl und Wagner [44a] bereits in 6,3 km (zwischen 5 und 10,5 km schwankend) und läßt sich bis über 13 km Höhe verfolgen. Der Oberpassat in 20 km und darüber ist sowohl über Batavia wie über dem Atlantik wie in Columbien einwandfrei bestätigt, wobei seine Stärke und Beständigkeit nach oben rasch zunimmt. Einzelne hohe Pilotaufstiege ergaben über Batavia in 30 km Höhe einen Ostwind in gleicher Stärke (120 km/h) und Beständigkeit, wie sie seinerzeit beim Krakatau-Ausbruch nachgewiesen worden war. Die auf Grund unserer Aufstiege errechneten Hauptisobarenflächen fordern zwischen Äquator und etwa 35° Breite gleichfalls einen nach oben zunehmenden Ostwind. Damit ist es also im hohen Maße wahrscheinlich geworden, daß — entgegen der auf dem älteren Aufstiegsmaterial beruhenden Auffassung von Möller [45] — der Oberpassat mit der wirklichen meridionalen Temperaturverteilung völlig im Einklang steht. Faßt man diese Resultate zusammen, so treffen wir den mächtigen tropischen *Urpassat* bis etwa 10 km, dann eine *antipassatische Westwindzone*, und oberhalb 17 km den Oberpassat, der mit der Höhe ständig zunimmt und in den *Krakatauwind* übergeht. Dieser Windverteilung entspricht im stationären Fall eine bestimmte Druckverteilung. Diese zeigt nun eindeutig, daß die wahre äquatoriale Mitteltemperatur weder durch Batavia bzw. Victoria-Nyanza — beide zu kalt — noch durch Galapagos und „Schwabenland" — beide zu warm — repräsentiert werden kann. Unterhalb 16 km ergibt sich die wahre Mitteltemperatur der äquatorialen Kalmenzone praktisch als Mittelwert der vier Aufstiegsergebnisse (Abb. 7); oberhalb kann man mit Hilfe der Höhenwindmessungen eine angenäherte Mitteltemperatur errechnen. Darnach ist in 16 gkm —75° zu erwarten, die Tropopause liegt in zirka 17 gkm bei rund —80° (vgl. [3]), während darüber die Temperatur rasch zunimmt, auf —66° in rund 20 gkm und —60° in rund 26 gkm. Eine endgültige Klärung wird erst nach vollständiger Veröffentlichung der im Pazifikkriege gestarteten Radiosonden möglich sein. Diese Darstellung gilt in erster Linie für den Atlantik; über der Insulinde scheint eine monsunartige Störung der Verhältnisse zu bestehen.

In der *Subtropenzone* liegen umfangreiche Höhenwindstatistiken aus Südafrika [46] und Südamerika [47] vor, die zum Teil noch in die Westwindzone hineinreichen; einige Resultate stellen wir in Tabelle 16 für das 5 km-Niveau zusammen. Die Obergrenze des *Passats* sinkt nach

diesen Höhenwindmessungen im Südsommer von mehr als 10 km in der Äquatorialregion und immerhin noch 9,5 km in Cuyaba (inneres Brasilien, Matto Grosso, unter 16° Breite) über 6 bis 7 km in 22° Breite bis zum 30. Breitengrad zum Boden ab; in Südamerika wird im Januar der Boden in sehr steilem Abfall schon bei etwa 20° Breite erreicht. Im Winter liegt seine Obergrenze in rund 8° Südbreite noch in 7 bis 8 km, in 15° Breite sowohl in Zentralbrasilien wie im Indischen Ozean [*38*] in 4 bis 5 km, um dann etwa bei 28° Breite das Meeresniveau zu erreichen. Der *Antipassat* läßt sich über Südamerika wie Südafrika in der Höhe überall nachweisen; von besonderem Interesse sind dabei die Beobachtungen von Cuyaba [*47*], bei denen in 20 km Höhe im Sommer immerhin 2 von 3 Messungen einen SE-Wind (Oberpassat) bestätigen, während der Antipassat im Winter einwandfrei bis 25 km Höhe (7 Messungen) mit ziemlich großer Beständigkeit (61%) reicht. Über Rio de Janeiro [*47*] scheint der *Oberpassat* im Sommer bereits in rund 10 km Höhe zu beginnen und bis 16 km nachweisbar zu sein. Die Untergrenze des Oberpassats liegt nach spärlichen Messungen (insgesamt 5 Werte) in Südafrika in 22° Breite [*46*] ebenso wie auf dem äquatorialen Atlantik in rund 16 km Höhe.

Tabelle 16. *Höhenströmung (Resultante) in 5000 m (R = Resultierende Windrichtung, q = Beständigkeit) (90° = E).*

Station	S-Breite	Länge	Sommer R	v (km/h)	q	Winter R	v (km/h)	q	Autor	Quelle
Cuyaba	15°	56° W	40°	14	?	270°	21	?	Serra	*47*
Ghanzi.....	22°	22° E	120°	16	56%	250°	17	54%	Cox	*46*
Walfischbucht	23°	14° E	31°	5	24%	255°	10	32%	Cox	*46*
Curityba	25°	49° W	245°	22	?	262°	32	?	Serra.....	*47*
Port Nolloth .	29°	17° E	242°	12	51%	247°	15	58%	Cox	*46*
Durban	30°	31° E	251°	21	70%	240°	17	52%	Cox	*46*
„Meteor“	32°	Ostatl.	.	.	.	300°	67	?	Kuhlbrodt	*38*
Santiago	33°	71° W	274°	19	67%	272°	24	60%	Eig. Auszähl.	
Villa Mercedes	34°	66° W	251°	?	?	245°	?	?	Serra	*47*
Kapstadt	34°	18° E	259°	42	95%	262°	21	68%	Cox	*46*
„Meteor“	41°	Atlantik	265°	61	?	.	.	.	Kuhlbrodt	*38*
Rivadavia ...	46°	67° W	261°	?	?	271°	?	?	Serra	*47*
„Meteor“	55°	Atlantik	230°	46	81%	.	.	.	Eig. Auszähl.	

Die äquatoriale Westwindzone des Antipassats setzt sich, wie übereinstimmend aus den Ausführungen von Kuhlbrodt im „Meteor“-Werk [*42*] über die Höhenwindverteilung über dem Atlantik und der errechneten Druckverteilung (Abb. 8) hervorgeht, ohne Bruch nach Süden fort und geht über in die große planetarische Westwindzone zwischen 30° und 70° Breite. Diese *Westwindzone der gemäßigten Breiten* ist auf der Südhalbkugel (jedenfalls im Sommer) sehr viel intensiver ausgebildet als auf der Nordhalbkugel. In Ergänzung einer bereits veröffentlichten Studie [*4*] geben wir auf Grund der nun korrigierten und vervollständigten

Daten die Werte der Zonalkomponente für die Westwindzone 35 bis 65° für die verschiedenen Haupthöhenstufen (Tabelle 17).

Tabelle 17. *Mittlere Zonalkomponente der Höhenströmung in der Westwindzone (35° bis 65° Breite).* (— = *Ostkomponente*).

Isobare	1000	500	225	96	41 mb
Höhe rund	0	5	11	16	22 km
Nordhalbkugel Sommer	3	27	57	29	— 20 km/h
„ Winter	6	50	85	80	78 „
Südhalbkugel Sommer	25	65	98	78	40 km/h
„ Winter	37	60	105	150	> 150 „

Während die Sommerwerte den Isobarenflächen der Abb. 8 entnommen wurden, stehen für die Winter nur die Aufstiege in Little America (Abb. 11) und die vorsichtig extrapolierten australischen bzw. neuseeländischen Aufstiege zur Verfügung. Im Sommer übertrifft die Zonalzirkulation der Südhalbkugel die der nördlichen Hemisphäre wesentlich; die Intensität entspricht etwa der des Winters auf der Nordhalbkugel. Daß die hier angegebenen Werte nicht übertrieben sind, bestätigen in schöner Weise die (nachträglich ermittelten) Höhenwindmessungen des „Meteor" (Tabelle 16). Die Angaben über die Windgeschwindigkeit in 5 km entsprechen mit 61 bzw. 67 km/h zufällig fast genau den hier unabhängig berechneten Werten; in 8 km wurden im Sommer im Mittel 96 km/h, in einem 10°-Feld sogar 140 km/h beobachtet [*38*]. Die Beständigkeit dieser Westwinde ist im Grenzgebiet zum Subtropenhoch außerordentlich groß; sie beträgt über Kapstadt 95% und über Argentinien wurden gleichfalls überhaupt keine östlichen Höhenwindkomponenten beobachtet. Während auf der Nordhalbkugel die Westströmung im Sommer in 15 bis 20 km von einem stratosphärischen Ostwind abgelöst wird [*11, 52, 58*], findet dieser Übergang auf der sommerlichen Südhalbkugel erst in 25 bis 27 km Höhe statt. Die doppelt so starke Westströmung erstreckt sich somit — im Zusammenhang mit den troposphärischen Temperaturgegensätzen — merklich höher. Auf der Südhemisphäre ist zwar in 5 km Höhe kaum ein Unterschied zwischen Sommer und Winter festzustellen, entsprechend den Rechnungen von Meinardus [*35*] über die zonalen Temperaturdifferenzen. Darüber erzwingt aber die durch Abb. 11 gekennzeichnete ungemein tiefe winterliche Stratosphärentemperatur der Antarktis ein außerordentliches Anwachsen der Westströmung in größeren Höhen. Gewiß sind die Werte für die 225 mb- und 96 mb-Fläche etwas unsicher, aber der Fehler wird sich kaum auf mehr als 20% belaufen, wenn die Little America-Aufstiege Ende August bis Mitte September als repräsentativ für den Winter angesehen werden können. Beim Fehlen der Tropopause und der raschen Temperaturabnahme in der Stratosphäre bis mindestens 14 km Höhe nimmt diese Westströmung noch mit der

Höhe zu; an einen Umschlag in eine Ostströmung der Hochstratosphäre ist hier kaum mehr zu denken.

Tabelle 18. *Mittlere Zonalkomponente in 5000 m für 10° Zonen.*

Mittlere Breite:	30°	40°	50°	60°	70°
Nordhalbkugel Sommer	15	37	31	19	18 km/h
„ Winter	59	70	50	38	19 „
Südhalbkugel Sommer.	? (0)	98	81	51	13 km/h
„ Winter .	76	94	84	54	30 „

Die Aufgliederung der gesamten Westwindzone in 10°-Zonen bringt Tabelle 18 in Ergänzung der seinerzeit [*4*] nur für die Nordhalbkugel gegebenen Daten. In beiden Jahreszeiten liegt die größte Intensität der Höhenströmung in 5 km in der Breitenzone 35 bis 45°, also beträchtlich gegen die subpolare Tiefdruckfurche verschoben. Auch die Werte der Zone 45 bis 55° sind noch sehr hoch; die Lage der südhemisphärischen „Polarfront" darf im Mittel der Lage der stärksten Höhenströmung gleichgesetzt werden, also auf etwa 43° Südbreite. Dagegen liegt die *ozeanische* Konvergenz, die „Meinardus-Linie", nach Schott [*48*] im allgemeinen zwischen 50 und 60° Breite, während eine subtropische Konvergenz sich längs etwa 39° Breite erstreckt. Die vergleichsweise geringe Höhenströmung über der subantarktischen Tiefdruckfurche, in der Breitenzone 55 bis 65°, beweist meines Erachtens eindeutig, daß diese dynamisch von untergeordneter Bedeutung ist. Sie entspricht, ebenso wie auf der Nordhalbkugel, nur der Spur der westostwärts abrollenden Zyklonen, die ihre Entstehung dagegen den Wellenstörungen der „Polarfront" unter 40 bis 45° Breite verdanken. Ob die Parallelen auf ozeanographischem Gebiet eine Folge dieser meteorologischen Verhältnisse sind oder eine ähnliche eigenständige Ursache besitzen, steht hier nicht zur Diskussion. Im Sommer liegt das Subtropenhoch mit seinem Kern auf 35° Breite, so daß die Zonalkomponente der Höhenströmung für die Zone 25 bis 35° praktisch verschwindet. Die Werte für die Zone 75 bis 85° wurden als zu unsicher weggelassen.

Es wäre aber falsch, aus dieser ungemein starken, mittleren Zonalströmung den Schluß zu ziehen, daß meridionale Zirkulationstypen überhaupt nicht vorkämen. Eine Durchsicht der Höhenwindmessungen des „Meteor" zeigt, daß in den im Sommer beobachteten Piloten in 40 bis 61 Südbreite in 5 bis 6 km Höhe immerhin 3 von 19 Aufstiegen (16%) eine Ostkomponente aufweisen. Selbst von den Cirrenzug-Beobachtungen zeigen noch 2 (15%) eine Ostkomponente, beide gleichfalls im Sommer[1]. Hieraus geht zweifellos die zeitweilige Existenz *hochreichender warmer*

[1] Auch auf den Kerguelen [*49*] wurde immerhin noch dreimal eine Ci-Zugrichtung aus NNE (im November) beobachtet, ebenso dreimal im Jahr eine östliche Komponente in den mittleren Wolken.

Hochdruckgebiete mitten in der Zone der „braven Westwinde" hervor, deren Kern südlich von 55° Breite liegen muß; anscheinend beschränken sie sich auf den Sommer. Ob es sich hierbei um die „blocking highs" der amerikanischen Schule Rossbys handelt, läßt sich heute kaum eindeutig entscheiden. Jedenfalls fehlen meridionale Zirkulationsformen auch auf der Südhalbkugel, unter vorwiegend planetarischen Bedingungen, nicht; sie können daher als wesentliche Bestandteile einer rein planetarischen Zirkulation aufgefaßt werden.

Für die *Antarktis* selbst darf die Mächtigkeit der unteren Ostwinde nach den Höhenwindmessungen der beiden ersten Byrd-Expeditionen [*50*] auf 2500 m veranschlagt werden. Leider sind diese wichtigen Beobachtungen nur nach Jahresmitteln veröffentlicht worden; auch die Barkowschen [*22*] Höhenwindmessungen, deren Originalwerte während des Zusammenbruches gleichfalls verlorengegangen sind, sind leider nur unzureichend bearbeitet. Legt man Barkows Angaben über die mittlere Drehung der Höhenwinde gegenüber dem Boden zugrunde, dann müßten die winterlichen Ostwinde und die sommerlichen Westwinde ohne scharfe Drehung bis in 8 km Höhe reichen. Dieses Ergebnis steht in Widerspruch zu den übrigen Angaben. Nach den zahlreichen Wolkenzugsbeobachtungen, die Meinardus [*51*] zusammengestellt und diskutiert hat, ist die *Beständigkeit der Höhenströmung* in der *inneren Antarktis* auffällig gering; so ergibt sich für den Rauch des Vulkans Erebus (78° Süd) in rund 4000 m in drei verschiedenen Jahren jeweils SW bis WSW mit einer Beständigkeit von 46 bis 57%, ja an der Gauss-Station (66° Breite) wurde in den hohen wie in den mittleren Wolken im Mittel eine Ostkomponente (Beständigkeit 42 bzw. 30%) beobachtet. Auch die Pilotbeobachtungen Grimmingers [*50*] zeigen in 9 bis 10 km Höhe (immer noch 65 bzw. 30 Aufstiege) einen Nordwind mit schwacher Ostkomponente. Die großen Unterschiede zwischen Wolkenzug und Pilotmessungen zeigen die außerordentliche Bedeutung der Schlecht- bzw. Schönwetterauswahl. Diese große Veränderlichkeit der Höhenwinde über der Antarktis steht in starkem Gegensatz zur Westwindzone, wo die Beständigkeit der Zugrichtung der oberen bzw. mittleren Wolken auf den Kerguelen (49° Süd) und der Laurie-Insel (61° Süd) jeweils über 80% bzw. rund 60% beträgt, bei einer Richtung von WSW bis W. Auf den Kerguelen sind auch keinerlei jahreszeitliche Änderungen im Ci-Zug nachzuweisen [*49*]. Die sommerlichen stratosphärischen Ostwinde der Antarktis, die sich hier aus der Temperaturverteilung zwingend ergeben, sind bisher noch nicht durch Höhenwindmessungen — die allerdings 10 bis 12 km überschreiten müßten — bestätigt worden. Dagegen erscheint der troposphärische Zirkumpolarwirbel durch die Wolkenzug- und Höhenwindmessungen einwandfrei gesichert.

In einer kurzen Notiz [*52*] wurde vorgeschlagen, die *stratosphärische Ostströmung*, die sich über der sommerlichen Nordhalbkugel oberhalb 12 bis 18 km nachweisen läßt (Irak 32° Breite, Nanking 35°, Tateno 36°, Omaha 41°, Mitteleuropa 50°) — vgl. auch Scherhag [*11*] —, mit dem äquatorialen *Oberpassat* van Bemmelens [*44*] gleichzusetzen. Dieser

Vorschlag kann aufrechterhalten werden, wenn wir auch auf der vorwiegend planetarischen Südhalbkugel eine deutliche Hebung der Untergrenze dieses Oberpassats von der äquatorialen Höhe in rund 17 km auf 26 km in 50° Breite und ein erneutes Absinken gegen 10 km in Polnähe erschlossen haben. Da aber die beiden Systeme des äquatorialen und des antarktischen Oberpassats offenbar oberhalb 26 km Höhe zusammenwachsen, so scheint es zweckmäßig, sie auch unter einen einheitlichen Begriff zu fassen; beide werden in gleicher Weise durch die sommerliche Umkehr des meridionalen Temperaturgefälles (Stratosphäre Äquator etwa —60°, Pol —38 bis —40°) erzwungen. Die nähere Erforschung dieses noch wenig bekannten Gliedes der allgemeinen Zirkulation ist allerdings erst eine Zukunftsaufgabe.

Anhangsweise seien noch einige *Bemerkungen* zur Frage der *Luftdruckwellen* auf der *Südhalbkugel* gestattet. Die langjährigen Erfahrungen der synoptisch-aerologischen Praxis haben uns gelehrt (vgl. Scherhag [*11*]), daß die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der 24stündigen Steig- und Fallgebiete des Luftdruckes nach Richtung und Geschwindigkeit im allgemeinen von der Höhenströmung im 500 mb-Niveau abhängen; die „Steuerung" der Druckänderungsgebiete im Sinne von Mügge und Stüve ist zu einer täglich angewandten Methode des praktischen Wetterdienstes geworden. Dabei beträgt das Verhältnis der Zuggeschwindigkeit der Isallobarenformen zur Höhenströmung in Europa erfahrungsgemäß 0,50, kann aber nach neueren, noch unveröffentlichten Untersuchungen zwischen 0,2 und 0,8 schwanken. Setzen wir einmal in erster Näherung die Zuggeschwindigkeit der Zyklonen gleich der der Druckänderungsgebiete — in Wirklichkeit ist sie wegen der Regeneration von absterbenden Zyklonen durch auflaufende Wellenstörungen sicher eher kleiner! —, so können wir die von Meinardus (*53*) statistisch ermittelten Werte von 40 km/h (Winter) und 42 km/h (Sommer) für die Südhalbkugel einsetzen. Aus Tabelle 17 entnehmen wir als Mittelwerte der — fast rein zonal verlaufenden — Höhenströmung in 500 mb 60 bzw. 65 km/h; das eben angeführte Verhältnis beträgt also hier mindestens 0,65 bzw. 0,67. Dabei handelt es sich bei der großen Intensität der Westdrift auf der Südhalbkugel wahrscheinlich hauptsächlich um Zyklonen vom Typ der rasch wandernden „jungen" Wellenstörungen, bei denen auch in Europa höhere Werte beobachtet werden. Der geringe jahreszeitliche Unterschied ist wohl ein Beleg dafür, daß die höheren Schichten für die Steuerung dieser kurzperiodigen Druckwellen ohne Bedeutung sind, sonst müßte die Zuggeschwindigkeit im Winter erheblich größer sein.

Anderseits hat Defant [*54*] für Süd- und Nordhalbkugel aus den Niederschlagsverhältnissen Wellen ermittelt, wobei die Perioden bzw. Fortpflanzungsgeschwindigkeiten auf der Nordhalbkugel rund das 1,3fache betragen als auf der Südhalbkugel. Auf diese Diskrepanz wurde bereits [*4*] hingewiesen. Jedoch löst sich dieses Problem auf eine überraschende Weise, wenn man die Untersuchungen von Barkow [*22*], Reuter [*55*] und anderen heranzieht. Darnach spielen in der süd-

hemisphärischen Westdrift Luftdruckwellen von knapp 4 Tagen Dauer (Kerguelen 3,4 bis 3,6^d, Weddell-Meer 3,65^d, Macquarie-Insel 4,1^d, Laurie-Insel 3,8^d [*22, 49, 55*]) die Hauptrolle, die Defant mit seiner großzügigeren Methode offenbar nicht erfassen konnte. Ohne auf dieses Problem hier näher eingehen zu wollen, sei doch die Andeutung erlaubt, daß offenbar diese 3,5- bis 4tägige Welle der 5- bis 6tägigen (Defant 5,7^d) auf der Nordhalbkugel entspricht, ähnlich etwa die 6,5- bis 7^d-Welle der Südhalbkugel (Barkow, Defant) der 9- bis 11tägigen der Nordhemisphäre; diese Zuordnung paßt dann sehr gut zu der Geschwindigkeit der Höhenströmung. Auf diese Frage muß im Zusammenhang mit umfangreichen Untersuchungen zur Wellenstatistik noch andernorts eingegangen werden.

VI. Schlußbetrachtungen.

Die allgemeine Zirkulation der freien Atmosphäre über der Südhalbkugel wird häufig als Idealfall einer rein *planetarischen* Zirkulation angesehen, bei der die monsunale Komponente, also der Gegensatz zwischen Land und Meer, zu vernachlässigen ist. Diese Feststellung ist weitgehend richtig, wenn man die Verhältnisse zwischen Süd- und Nordhalbkugel vergleicht, wo die zonalen Gegensätze — die in erster Linie einen Ausdruck der *monsunalen* Zirkulation Kontinent/Ozean darstellen — so viel ausgeprägter sind. Aber auch auf der *Südhalbkugel* existieren gewisse *zonale* Unterschiede. So wurde schon darauf hingewiesen, daß die Aufstiegswerte der neuseeländischen, zum Teil auch der australischen Stationen etwa um 2 bis 4° niedrigere Temperaturen der Topographie aufweisen als die „Schwabenland". Damit liegen die Hauptisobarenflächen in der Zone 30 bis 45° Südbreite hier etwas niedriger als über dem Atlantik, während in der Antarktis südlich 60° Breite nach den Aufstiegsergebnissen der jüngsten Byrd-Expedition [*26*] die zonalen Gegensätze nur gering sind; immerhin liegen die Temperaturen im indopazifischen Sektor zwischen 2 und 8 km gleichfalls noch 1 bis 2° niedriger als im atlantischen Sektor. Trotz dieses teilweisen Ausgleichs resultiert doch noch eine geringfügige Abschwächung der Intensität der Zonalzirkulation im indopazifischen Raum. Dieses Resultat stimmt wenigstens dem Sinne nach mit der Feststellung von Meinardus [*53*] überein, daß die mittlere Zuggeschwindigkeit der Zyklonen im Jahresmittel im pazifischen Sektor mit 36 km/h merklich kleiner ist als im atlantischen Sektor mit 44 km/h. Wenn auch die gewählten Sektorengrenzen nicht ganz die gleichen sind, so darf doch diese Beziehung als Beleg für die Richtigkeit des von Meinardus daraus gezogenen Schlusses auf eine Abschwächung der allgemeinen Zirkulation im pazifischen Bereich und das Bestehen geringfügiger zonaler Differenzen gelten. Über die Ursachen dieser zonalen Unterschiede sind zur Zeit nur Vermutungen möglich. Die Annahme liegt nahe, daß die Überhitzung der Landmassen von Südamerika und Südafrika im Südsommer eine Hebung der Isothermenflächen im subtropischen Atlantik hervorruft, während im pazifischen Sektor diese zusätzliche Erwärmung fehlt. Doch liegt Neuseeland zu

sehr in der Nähe von Australien, als daß es schon die Verhältnisse einer reinen Wasserhalbkugel repräsentieren könnte.

Der *Vergleich* zwischen *Nord- und Südhalbkugel* kann erst dann durchgeführt werden, wenn die Bearbeitung der Zirkulation der Nordhalbkugel mit Hilfe verschiedener, teilweise schon entworfener Zonalschnitte (72°,

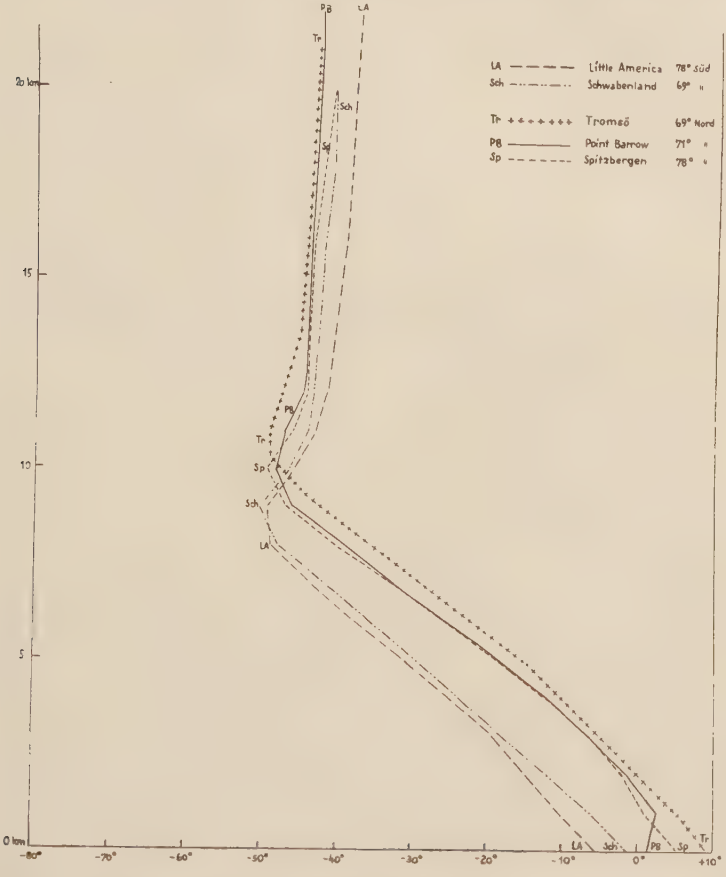

Abb. 10. Vertikale Verteilung der Temperatur über Arktis und Antarktis im Sommer.

64°, 48°, 40°, 32°, 24° Breite) abgeschlossen ist. Hier mögen deshalb lediglich einige Bemerkungen genügen. Die vertikale Temperaturverteilung im *Sommer* (Abb. 10) zeigt einwandfrei einen großen grundsätzlichen Unterschied zwischen Arktis und Antarktis: *Die antarktische Troposphäre ist im Mittel um rund 10° kälter als die arktische in gleicher Breite.* Das Resultat wird auch noch Geltung behalten, wenn die vollständigen Ergebnisse der Radiosondenaufstiege aus dem kanadischen Archipel vorliegen, die im Sommer (vgl. Tabelle 9) offenbar den aero-

logischen Kältepol der Nordhalbkugel bilden. Aber auch im *Winter* entspricht die Temperatur über Little America nicht dem Mittel der Arktis, sondern dem räumlich eng begrenzten Kältepol der Erde in Jakutien [*29*] (Abb. 11); die mittlere Differenz der Troposphärentemperatur zwischen Franz-Josefs-Land und Little America beträgt noch

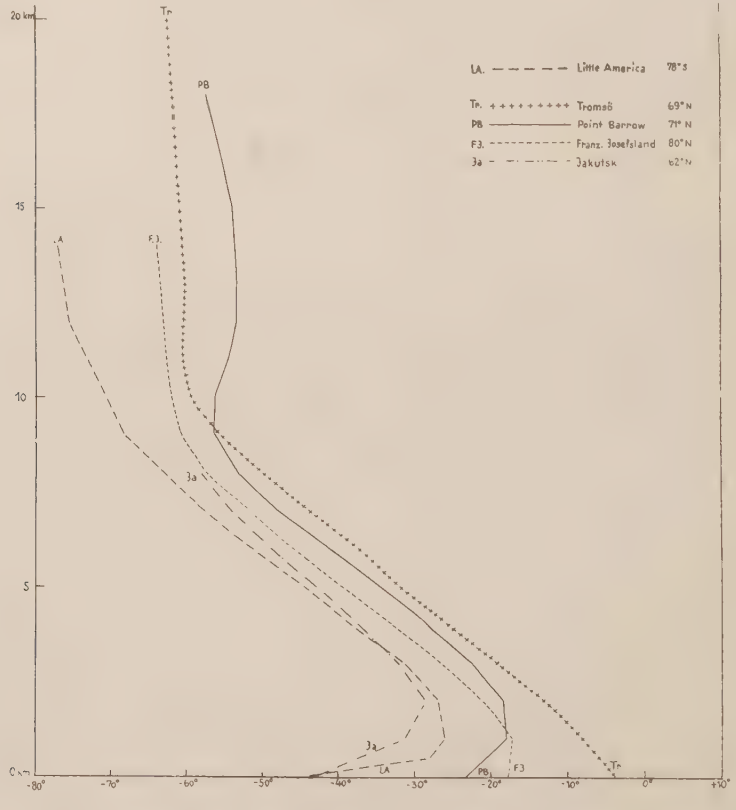

Abb. 11. Vertikale Temperaturverteilung über Arktis und Antarktis im Winter.

immer 5 bis 6° zu Ungunsten der Antarktis. Während im Sommer dieser Unterschied in der Stratosphäre das entgegengesetzte Vorzeichen annimmt – die Antarktis ist um 2 bis 4° wärmer als die Arktis —, läßt sich im Winter eine entsprechende Umkehr nicht nachweisen; allerdings reichen die wichtigsten Aufstiegsreihen nur bis 14 km Höhe. Bereits in Abb. 1 und 2 wurde die Abhängigkeit der Temperatur der unteren Troposphärenhälfte (relative Topographie 500/1000 mb) von der Breite für Nord- und Südhalbkugel nebeneinandergestellt.

Dabei sind die Kurven für die Nordhalbkugel aus den (bereits 1943 entworfenen, bisher noch unveröffentlichten) Zirkumpolarkarten der

relativen Topographie 500/1000 mb für Sommer und Winter abgeleitet, die das gesamte vorhandene aerologische Material zusammenfassen und ständig verbessert werden. Ähnliche Karten hat SCHERHAG [*11*] für Januar und Juli veröffentlicht. Es ergibt sich daraus, daß im Sommer die gesamte Südhalbkugel wesentlich kälter ist als die Nordhalbkugel, während sich die gleiche Abweichung im Winter offenbar auf die polnahen Gebiete südlich 70° Breite beschränkt. Der jahreszeitliche Gegensatz der troposphärischen Zirkulation, der auf der Nordhalbkugel so überaus scharf auftritt, wird auf der überwiegend wasserbedeckten Südhalbkugel unterdrückt. Dieses von MEINARDUS [*35, 53*] mehrfach hervorgehobene Resultat findet hier vom aerologischen Standpunkt aus seine Stütze.

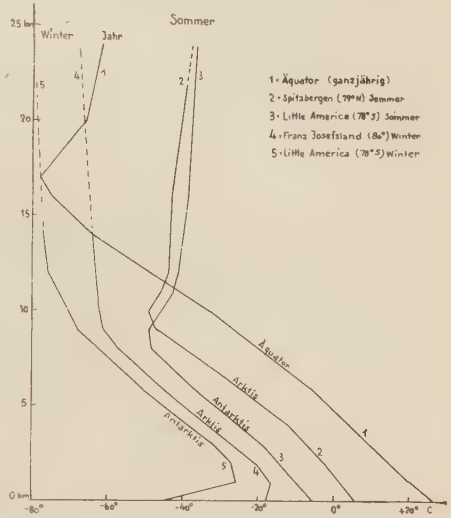

Abb. 12. Mittlere vertikale Temperaturverteilung über Arktis, Äquator und Antarktis.

Der Gegensatz der beiden Halbkugeln wird ganz deutlich in einer Darstellung (Abb. 12), in der wir die in Abb. 7, 10 und 11 enthaltenen Aufstiegsreihen kombinieren zu einem Vergleich der mittleren *vertikalen Verteilung der Temperatur* über Äquator, Arktis und Antarktis. Leider liegen aus den Subtropen der Südhalbkugel nicht genügend repräsentative Aufstiege vor, so daß wir nicht den hier entscheidenden Unterschied Subtropen—Pol (vgl. MEINARDUS [*35*]) erfassen können. Hierbei wurde über dem Äquator die oben abgeleitete mittlere Temperaturverteilung eingesetzt, die als repräsentativ betrachtet werden kann. Die Winterserien von Arktis und Antarktis wurden oberhalb 14 km vorsichtig extrapoliert, wobei in Analogie zu Tromsö und Point Barrow (Abb. 11) eine allmähliche Abnahme der Stratosphärentemperaturen nach oben eingesetzt wurde, deren Betrag auf 0,5 bis 1°/km veranschlagt werden darf. Daß im Sommer umgekehrt eine Zunahme der Temperatur von 0,3 bis 0,4°/km gesichert ist, wurde bereits erwähnt (Abschnitt II). Ein näheres Eingehen auf die Folgerungen und Zusammenhänge, die sich bei einer entsprechenden Extrapolation für die Temperaturverteilung in der oberen Stratosphäre bis zur „Warmen Schicht" [*33*] hin ergeben, möchte ich mir für eine andere Gelegenheit vorbehalten; sie müssen im Zusammenhang mit den neueren Arbeiten zum Ozonproblem behandelt werden. Die Folgerungen für die Zirkulation der Stratosphäre, die sich aus dieser Temperaturverteilung zwingend ergeben, sind für den Sommer bereits besprochen worden. Für den *Winter* jedoch ergibt sich über der Nordhalbkugel vielleicht eine geringfügige Abnahme des meri-

dionalen Druckgefälles in der Schicht zwischen 14 und 20 km (vgl. Tabelle 17!), im Süden jedoch höchstens eine leichte Abschwächung der Zunahme nach oben bei etwa 17 km Höhe. Da aber im Winter oberhalb 20 km mit großer Wahrscheinlichkeit die Äquatorialregion stets wärmer ist als die Polarzonen, müßte auf der *Winterhalbkugel* der Westwind sich darüber nicht nur fortsetzen, sondern sogar noch verstärken. Tatsächlich existieren nur wenige einwandfreie Beobachtungen hochstratosphärischer Ostwinde im Winter, die allerdings keinesfalls vernachlässigt werden dürfen. Umgekehrt auf der *Sommerhalbkugel*: da oberhalb 12 km die Polarzonen beide wärmer sind als die Äquatorialregion, so müßten die oberpassatischen *Ostwinde* gleichfalls mit der Höhe sich nicht nur erhalten, sondern fortsetzen. Das 1944 bis 30 km Höhe gegebene Schema [*57*] der Ost- und Westwindverteilung, das gegenüber A. Wagner [*31*] und Bjerknes [*40*] wesentlich erweitert wurde, findet so seine nähere Begründung in der vertikalen Temperaturverteilung. Dieser Gegensatz zwischen Sommer- und Winterhalbkugel — der offenbar mit der Ozonproduktion und ihrer Abhängigkeit von der Sonnenstrahlung zusammenhängt — ist ein wesentliches Merkmal der Zirkulation der Stratosphäre. Schon 1932 wies H. Regula [*56*] aus Schallbeobachtungen auf den jahreszeitlichen Wechsel der Windrichtung in der Stratosphäre über Mitteleuropa hin. Es muß daher gefordert werden, *alle* Untersuchungen über die *Zirkulation der freien Atmosphäre* — auch über die Ozonschicht und die Ionosphäre — *jahreszeitlich zu gliedern*, um diese grundsätzliche Frage klären zu können; auch die schöne Untersuchung von Ekhart [*58*] über die Windströmungen der hohen Stratosphäre bringt hier keinen genügenden Aufschluß.

Ebenso spielt der *Gegensatz Arktis—Antarktis* eine gewisse, wenn auch nur im wesentlichen modifizierende Rolle. Court [*25*] erklärt — unter Bezugnahme auf die Ansichten von Bjerknes und Mitarbeitern [*40*] — die tiefen Temperaturen der Antarktis zu allen Jahreszeiten durch den geringen Austausch zwischen Polarzone und Subtropen, da die südhemisphärische Westdrift nur sehr geringen Meridionalaustausch zuläßt. Dieses Argument ist gewiß recht wesentlich, wenn auch nicht allein ausschlaggebend. Denn die obenerwähnten Häufigkeitsstatistiken der Höhenwinde — die man unschwer aus den Wolkenzugbeobachtungen der Expeditionen ergänzen könnte — ergeben die zeitweilige Existenz steuernder Antizyklonen mitten in der Westwindzone und damit das Bestehen hochreichender meridionaler Austauschströme, für die sich auch aus dem Kartenwerk von Meinardus [*53*] leicht Beispiele bringen lassen. Über dem Südpolargebiet selbst überwiegen ja sogar die meridionalen Strömungen durchaus. Sehr wesentlich aber erscheint mir doch das Bestehen eines vergletscherten Südpolarkontinents im Gegensatz zum Nordpolarmeer mit seiner dünnen Meeresdecke. Gewiß ist Hobbs' „glaziale Antizyklone" nach allen neueren aerologischen Erfahrungen — vgl. auch Dorsey [*59*] — eine sehr seichte Angelegenheit der untersten Schichten, und das katabatische Windsystem spielt nur eine lokale Rolle, während darüber der Ferrelsche Polarwirbel in allen möglichen Varia-

tionen die Lage beherrscht. Das stark variable polare Hochdruckgebiet ist in der Mehrzahl der Fälle ein kaltes Hoch [*60*], nur vereinzelt in der Arktis wie in der Antarktis auch als hochreichendes warmes Hoch ausgebildet. Und doch ist es eigenartig, z. B. aus Abb. 11 die erstaunliche Übereinstimmung der Aufstiege von Jakutsk am Kältepol der Nordhalbkugel und von Little America im Winter zu betrachten: nicht nur die kräftige Bodeninversion, sondern mehr noch die verwaschene Tropopause deuten auf weitgehende Parallelen, die noch theoretisch zu untersuchen wären. Es hat den Anschein, als ob selbst die Temperaturverteilung der Stratosphäre in der Polarnacht nicht völlig von den Strahlungsverhältnissen des Untergrundes unabhängig sei. Extrem *tiefe* Troposphärentemperaturen finden sich im Winter nur über *Land*, und die vertikale *Abnahme* der Temperatur in der *Stratosphäre* beschränkt sich auf die Zonen und Zeiträume der *Polarnacht*. Die Bedeutung dieser grundlegenden Zusammenhänge muß noch andernorts näher beleuchtet werden.

VII. Ergänzungen und Zusätze.

Nach Abschluß der vorliegenden Untersuchung erschien eine kurze Mitteilung von Vuorela [*61*] über einen ähnlichen Meridionalschnitt, der im Herbst 1939 auf der Strecke Finnland—Buenos Aires mit finnischen Radiosonden gelegt wurde. Dieser Schnitt bestätigt zunächst (besonders auf der Rückfahrt) die äquatoriale Windschichtung Urpassat—Antipassat—Oberpassat, ohne sie jedoch in der Temperaturverteilung begründet zu finden. Die Temperaturen über der Äquatorialregion sind auffällig kalt; so wird die Tropopause in 15 bis 16 gkm mit Temperaturen knapp unter —80° gefunden, darüber ein Anstieg bis —49° in 24 gkm (mit Strahlungskorrektion!). Die Tropopause steigt jeweils vom Äquator zu den subtropischen Hochgürteln hin um etwa 1 bis 2 km an; in 30 bis 40° Breite findet sich sowohl auf der Süd- wie auf der Nordhalbkugel eine Verdoppelung der Tropopause. Eine eingehendere Diskussion wird zweckmäßig an die ausführliche Veröffentlichung anknüpfen müssen.

Inzwischen sind die Ergebnisse der IV. Byrd-Expedition [*26*] auch in Deutschland zugänglich geworden. Da die dort vorgenommene Auswertung nach einzelnen Gebieten nicht den hier gestellten Anforderungen genügt, wurden die Radiosonden nach Breitengraden geordnet. Die wichtigsten Ergebnisse (als Ergänzung zu den Tabellen 7 und 15) erscheinen in Tabelle 19. Wer die Daten der relativen Topographien in die Abb. 1 und 3 einträgt, wird die gute Übereinstimmung zwischen diesen und unseren Ergebnissen leicht feststellen. Lediglich die rel. Top. 225/500 mb dürfte im Breitenintervall 40 bis 60° etwas unter, im Intervall 65 bis 80° etwas über der hier gegebenen Kurve verlaufen. Die Tropopausenhöhen liegen eher etwas unter den Werten der „Schwabenland"; damit ist die tiefe Lage der sommerlichen antarktischen Tropopause gegen jeden Einwand gesichert. Auch in den übrigen Punkten (Druckverteilung, Feuchte) stützen die mehr als 300 rund um die ganze Antarktis

verteilten amerikanischen Radiosonden die hier gezogenen Schlußfolgerungen in vollem Umfang.

Tabelle 19. *Ergebnisse der IV. Byrd-Expedition (Sommer 1946/47).*

Mittlere Breite	Zahl der Aufstiege	Relative Topographie			Absolute Topographie				
		500/1000	225/500	96/225 mb	700	500	300	200	100 mb
55° S	10	526	536	549	275	523	872	1134	1582
62° S	18	517	531	561	265	508	852	1115	1573
65° S	129	516	529	562	264	507	850	1113	1571
68° S	112	513	527	560	263	506	847	1109	1566
71° S	29	512	529	563	263	505	847	1111	1570
78° S	36	509	527	570	262	503	843	1108	1573

Die vorliegenden Höhenwindmessungen — teils optische Visierungen, teils Radarpeilungen — wurden gleichfalls nach Breitenzonen geordnet, und aus ihnen eine Resultante berechnet. Tabelle 20 enthält die zu Tabelle 16 gehörigen Ergänzungen, zusätzlich auch noch die Daten für einige andere Höhenstufen. Während die Höhenströmung in der Zone 60 bis 69° bis 15 km Höhe (11 Werte) noch mit zunehmender Beständigkeit aus westlichen Richtungen weht, ist in Little America in 10 km (10 Werte) zwar eine Abnahme der Beständigkeit der westlichen Winde, aber noch kein Übergang in Ostwind festzustellen. Die Untergrenze des *Oberpassats* liegt also offenbar in der Antarktis etwas höher, als sich nach unserer Rechnung ergibt; offenbar sind die sommerlichen Stratosphärentemperaturen geringfügig stärker verstrahlt, als hier angenommen. Der steile Abfall der Grenze der Ostwinde in Abb. 9 jenseits 65° Breite ist daher nicht gesichert; vielmehr reicht offenbar der zyklonale Polarwirbel höher als 10 km. Die geringe Beständigkeit (Tabelle 20) und der ziemlich hohe Anteil von Ostkomponenten, der in der Zone 60 bis 69° in 5 km 33 bis 35%, in 10 km noch immer 26%, in Little America in 3 bis 5 km 23 bzw. 25% beträgt, bestätigt die älteren Wolkenzugbeobachtungen [*51*]. In einer erst jetzt zugänglich gewordenen Arbeit schildert Palmer [*62*] ein Höhenhoch über der Antarktis, das mit einer Troglage im neuseeländischen Raum gekoppelt auftrat.

Tabelle 20. *Höhenströmung über der Antarktis (Sommer 1946/47).*

Breitenzone	60—64°	65—69°	60—69°			78°		
Höhe (km)	5	5	5	10	15	3	5	10
Resultante R	299°	273°	282°	320°	285°	238°	295°	294°
Geschwindigkeit v (in km/h)	8	11	10	21	34	11	11	8
Beständigkeit q (in %)	23	32	28	48	92	51	50	36

Die mittlere skalare Windgeschwindigkeit nimmt in der Breitenzone 60 bis 65° (Länge 30 bis 135° E) vom Boden bis 8 km zu, darüber unregelmäßig ab: in 17 bis 18 km beträgt sie noch rund 15 km/h. Die tiefe sommerliche Tropopause zeigt sich also auch in dem zugehörigen Windmaximum. Die Geschwindigkeiten reichen längst nicht an die der mittleren Breiten heran: im Mittel der Zone 60 bis 69° beträgt die skalare Windgeschwindigkeit in 10 km Höhe nur 43 km/h gegen 96 km/h in 41° Breite.

In einer auf dem Pacific Science Congress in Neuseeland Anfang 1949 vorgetragenen Untersuchung hat F. Loewe (gemeinsam mit Radok) über einen *aerologischen Schnitt längs etwa 150° E* berichtet, der (mit insgesamt mehr als 5000 Aufstiegen) auch den Winter umfaßt [*20*]). Ich bin Dr. Loewe zu größtem Dank verpflichtet, daß er mir die wichtigsten Tabellen handschriftlich mitgeteilt hat; sie ermöglichen einen interessanten Vergleich. Tabelle 21 enthält im Auszug Vergleichszahlen der relativen und absoluten Topographien (in geodynamischen dkm) auf Grund der Zahlenangaben Loewes; die inneraustralischen Stationen, die gewisse kontinental bedingte Abweichungen zeigen, wurden hier fortgelassen. Die rel. Top. 500/1000 mb fügt sich mit nur geringen Abweichungen im Sommer gut in die Abb. 1 ein; im Winter liegen die Werte 2 bis 4 dkm unter der Kurve in Abb. 2. Die Unterschiede zwischen Radiosonden und Flugzeugaufstiegen in Sydney und Melbourne dürften wohl mindestens teilweise auf die in [*21*] fehlende Reibungskorrektion zurückzuführen sein. Dagegen liegen die Werte der rel. Top. 225/500 mb und 96/225 mb im Sommer zum Teil wesentlich (um bis 12 dkm = 6°) tiefer als die Werte der „Schwabenland"; hier dürften neben den instrumentellen Unterschieden auch echte zonale Differenzen beteiligt sein. Die Werte der Macquarie-Insel sind wegen der geringen Zahl der Aufstiege unsicher, stimmen jedoch gut zu den spärlichen Daten der Byrd-Expedition (Tabelle 19). Da die meridionale Temperatur- und Druckverteilung im wesentlichen bestehen bleibt, wird die zonale Windkomponente nur wenig beeinflußt. Das Bestehen zonaler Unterschiede auf der Südhalbkugel ist recht wahrscheinlich, wenn diese auch längst nicht das Ausmaß der nordhemisphärischen erreichen.

Im Winter sind auffallenderweise die Daten der Macquarie-Insel in allen drei Schichten wesentlich wärmer, als unsere Darstellung vermuten läßt. Hält man an ihnen als repräsentativen Werten fest, dann erhält man für die Zonalkomponenten der Höhenströmung gemäß Tabelle 17 etwa um 20% niedrigere Werte für die Breitenzone 35 bis 65°. Die Zone steilsten meridionalen Druckgefälles würde sich dann auf 60 bis 80° Südbreite verlagern; für eine solche Verlagerung lassen sich zwar gewisse Gründe plausibel machen, doch findet sich kein Gegenstück auf der Nordhalbkugel.

Als weitere Ergänzung sei auf eine Veröffentlichung von Flugzeugaufstiegen an insgesamt 16 Stationen *Südafrikas* [*63*] aufmerksam gemacht. Tabelle 22 gibt für 5 Stationen (davon Walfischbucht nur zwei Monate) in Auswahl die auf geodynamische Höhen umgerechneten

Tabelle 21. *Meridionalschnitt längs 150° Ost (nach Loewe und Radok).*

Ort	Breite	Relative Topographie 500/1000	225/500	96/225 mb
Sommer:				
Hollandia	2,5° S	565	568	502
Darwin	12,5° S	567	569	504
Townsville	19,2° S	566	571	514
Brisbane	27,5° S	559	559	514
Sydney	33,8° S	556	554	523
Melbourne	37,8° S	550	549	526
Macquarie-I.	54,5° S	529	533	563
Winter:				
Hollandia	2,5° S	564	565	507
Darwin	12,5° S	562	569	504
Townsville	19,2° S	556	565	505
Brisbane	27,5° S	542	550	507
Sydney	33,8° S	535	537	529
Melbourne	37,8° S	530	528	532
Macquarie-I.	54,5° S	523	516	(527)
Little America	78,5° S	478	490	484

Ort	Breite	Absolute Topographie 1000	700	500	300	200	100 mb
Sommer:							
Hollandia	2,5° S	8	307	573	947	1216	1620
Darwin	12,5° S	7	307	574	948	1218	1624
Townsville	19,2° S	8	307	574	949	1220	1634
Brisbane	27,5° S	10	306	569	936	1202	1618
Sydney	33,8° S	10	304	566	930	1194	1618
Melbourne	37,8° S	11	301	561	923	1184	1612
Macquarie-I.	54,5° S	—2	278	527	875	1136	1597
Winter:							
Hollandia	2,5° S	10	308	574	946	1213	1623
Darwin	12,5° S	12	308	574	948	1217	1624
Townsville	19,2° S	15	307	571	942	1210	1617
Brisbane	27,5° S	15	301	557	918	1192	1600
Sydney	33,8° S	15	299	550	901	1162	1591
Melbourne	37,8° S	16	296	546	892	1150	1581
Macquarie-I.	54,5° S	2	279	525	863	1116	(1542)
Little America	78,5° S	10	238	466	788	1032	1427

Daten, unter Berücksichtigung der in [*63*] nicht verwendeten virtuellen Temperatur. Die ausgewählten Stationen sind in der Schicht 500/1000 mb durchwegs im Sommer um etwa 1°, im Winter um 2 bis 3° wärmer als nach unserer Darstellung. Diese Abweichung zwischen Südafrika und

den Schnitten über dem Atlantik und Australien ist offenbar teilweise instrumentell bedingt, da auch hier die Reibungskorrektion fehlt. Sicher ist der erwärmende Einfluß der hochgelegenen Heizfläche Südafrikas nicht zu vernachlässigen, wenn er sich auch früh nicht so stark bemerkbar macht, wie mittags. Dennoch erscheint es nicht wahrscheinlich, daß z. B. Pietersburg (1208 m Höhe) in der freien Atmosphäre um fast 5° wärmer sein soll, als Alice Springs (584 m), in gleicher Breite im wüstenhaften Zentrum Australiens gelegen (rel. Top. 500/1000 mb 551 geod. dkm [*20*]: solche Differenzen dürften doch teilweise auf die verschiedenen Aufstiegsarten zurückgehen.

Tabelle 22. *Ergänzungswerte für Südafrika* [*63*] *und Südamerika* [*64*].

Ort	Breite	Sommer				Winter			
		1000	700	500	500—1000 mb	1000	700	500	500—1000 mb
Walfischbucht	23,1° S	.	.	.	.	16	310	577	561
Pietersburg	23,9° S	(10)	311	579	569	(17)	313	577	560
Pretoria	26,7° S	(10)	311	578	567	(18)	312	573	556
Durban	29,9° S	13	311	577	564	19	311	571	552
Kapstadt	34,0° S	13	308	573	560	18	307	565	547
Florianopolis	27,6° S	12	310	573	561	18	313	573	555
Rio Grande	32,0° S	10	307	(568)	(558)	.	.	.	.

Die neuen Aufstiegsserien aus der Äquatorialzone — Hollandia (Neuguinea [*20*]) und Salinas (Ecuador [*64*]) — zeigen beim Vergleich mit Abb. 7 eindeutig, daß Batavia im Südsommer oberhalb 12 km um 2 bis 5° zu kalt ist, während der hier herangezogene Mittelwert (Batavia + Schwabenland) sich weitgehend bestätigt.

Die umfassende Materialsammlung von Serra [*65*] für Brasilien bringt gegenüber den älteren Darstellungen [*18*] nur unwesentliche Änderungen und Ergänzungen (vgl. Tabelle 22).

Auf jeden Fall lassen alle diese Ergänzungen erkennen, daß der *Schnitt der „Schwabenland"*, so geringfügig das Material auch scheint, doch weitgehend als *repräsentativ* für den *Sommer der Südhalbkugel* angesehen werden darf.

Literaturverzeichnis.

1. Regula, H. u. H. Lange: Die Arbeiten der Expeditionswetterwarte I, II. In: Vorbericht über die Deutsche Antarktische Expedition 1938/39. Ann. Hydr. **1939**, VII, Beiheft 33—36.
2. Regula, H.: Die meteorologischen Beobachtungen auf der Deutschen Antarktischen Expedition 1938/39 (noch unveröffentlicht).
3. Flohn, H.: Die mittlere Höhenlage der Tropopause über der Nordhalbkugel. Meteorol. Rundsch. **1947**, 26—28.

4. Flohn, H.: Die Intensität der zonalen Zirkulation in der freien Atmosphäre außertropischer Breiten. Gerlands Beitr. Geophys. **60**, 196 bis 209 (1944).
5. Berg, H.: Die Frage der Vergleichbarkeit verschiedener aerologischer Methoden (Flugzeug, Registrierballon, Radiosonde). Ann. Hydr. **1939**, 321—325.
6. Geilhaar, W.: Die meteorologischen Meßelemente der Marinesonde. Archiv Deutsche Seewarte und Marine-Observatorium **62**, 1 (1942).
7. Schulze, R.: Über die Streuung der Meßergebnisse von Radiosonden. Ann. Hydr. **1943**, 205—209.
8. Internat. Aerolog. Kommission: Über Radiosondenkonstruktionen. Berlin 1937, Nachtrag 1939.
9. Schröder, B.: Über die Feuchtemessungen bei Aufstiegen mit Marinesonden. Ann. Hydr. **1943**, 190—193.
10. Väisälä, V.: Die Strahlungsfehler der finnischen Radiosonde. Mitt. Meteorol. Inst. Universität Helsinki Nr. 47 (1941).
11. Scherhag, R.: Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Springer-Verlag, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1948.
12. Penndorf, R.: Die Stratosphärentemperaturen über Norwegen. Z. Meteorol. **1947**, 277—278.
13. Monthly Weather Review, July 1941.
14. Reger, J.: Die Drachenaufstiege. Wiss. Ergebn. Dtsch. Atlant. Exped. „Meteor" 1925/27. **15** (1933).
15. Müller, F.: Der Jahresgang der Temperatur in der Stratosphäre. Meteorol. Z. **1938**, 161—170.
16. Bell, B.: Mittlere Werte der Temperatur in der freien Atmosphäre über Budapest. Kl. Veröff. Ung. R.-Anst. Meteor. Erdmagn. **10** (1941).
17. Bemmelen, W. v.: Verhandl. Kon. Magn. Meteorol. Obs. Batavia **4** (1916).
18. Serra, A. B. u. L. D. Barbosa: Serv. Nac. Met. Rio de Janeiro 1937/39; Monthly Weather Review **1935**.
19. Spilhaus, A. F.: Results of Aerological Investigation in South Africa. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **24**, 228—230 (1937).
20. Loewe, F.: (Briefliche Mitteilung).
21. Loewe, F.: Discussion of 8 (7) years of Aerological Observations obtained by means of Aeroplanes near Melbourne (Sydney). Commonw. Austral. Met. Bureau, Bull 27 (1940), 33 (1945).
22. Barkow, E.: Die Ergebnisse der meteorologischen Beobachtungen der deutschen antarktischen Expedition 1911/12, Abh. Preuß. Meteorol. Inst. **VII**, 6 (1924).
23. Simpson, G. C.: Brit. Antarct. Expedition 1910/13. Meteorology, Vol. I. Calcutta 1919.
24. Grimminger, G.: W. E. Haynes, Meteorological Results of Byrds Antarctic Expeditions 1928/30, 1933/35. Monthly Weather Review Suppl. 41 (1939); vgl. R. Penndorf, Meteorol. Z. **1943**, 201—204.
25. Court, A.: Tropopause disappearance during the antarctic winter. Bull. Amer. Met. Soc. **23**, 220—238 (1942).
26. Chief of Naval Operations, Navaer 50—1 R —214. Aerological Observations and Summaries for the Antarctic from 15. XII. 1946 to 15. III. 1947. A Project of Operations Highjump, Task Force 68; Aerology Flight Section, Washington 1948.
27. Kerr, J. S.: New Zealand Met. Office Circular Note 43 (1945).
28. Berson, A. u. E. Elias: Ergebn. Aeronaut. Observ. Lindenberg 1910.

29. Flohn, H.: Zum Klima der freien Atmosphäre über Sibirien. I. Temperatur und Luftdruck in der Troposphäre über Jakutsk. Meteorol. Z. **1944**, 50—57.
30. Flohn, H.: Kontinentalität und Ozeanität in der freien Atmosphäre. Meteorol. Z. **1943**, 325—331.
31. Wagner, A.: Klimatologie der freien Atmosphäre. Köppen-Geiger, Handbuch der Klimatologie **I F**, 1930.
32. Palmén, E.: Über die Temperaturverteilung in der Stratosphäre und ihren Einfluß auf die Dynamik des Wetters. Meteorol. Z. **1934**, 17—23.
33. Flohn, H. u. R. Penndorf: Die Stockwerke der Atmosphäre. Meteorol. Z. **1942**, 1—7.
34. Koch, H. G.: Über Radiosondenmessungen in der Cyrenaika im Sommer 1942. Z. Meteorol. **1947**, 385—392.
35. Meinardus, W.: Die interdiurne Veränderlichkeit der Temperatur und verwandte Erscheinungen auf der südlichen Halbkugel. Meteorol. Z. **1940**, 165—175, 219—233.
36. Alpert, L.: Notes on Weather and Climate of Seymour Island, Galapagos Archipelago. Bull. Amer. Met. Soc. **27**, 200—209 (1946).
37. Ficker, H. v.: Die Passatinversion. Veröff. Meteorol. Inst. Berlin **I**, 4 (1936).
38. Ekhart, E.: Die Strömung der Luft über Afrika und den angrenzenden Gebieten. Ein Beitrag zur Kenntnis der allgemeinen Zirkulation. Forsch. Erf. Ber. RWD A **10**, 1941, 48 S.
39. Stüve, G.: Die atmosphärischen Zirkulationen. In: Gutenberg, Handb. d. Geophys. **IX**, 442 (1937).
40. Bjerknes, V. u. J., T. Bergeron u. H. Solberg: Physikalische Hydrodynamik. Berlin 1933, S. 642f.
41. Raethjen, P.: Einführung in die Physik der Atmosphäre. **II**, 28 (1942).
42. Kuhlbrodt, L.: Die Pilotballonaufstiege. Wiss. Ergebn. Dtsch. Atlant.-Exp. „Meteor" **14** (1933).
43. Georgii, W. u. H. Seilkopf: Ergebnisse von Pilotaufstiegen in Columbia (S. A.) und über dem Caribischen Meer. Beitr. Phys. fr. Atmosph. **12**, 183—187 (1926).
44. Bemmelen, W. van: Der intertropische Teil der allgemeinen Zirkulation nach Beobachtungen in Batavia. Meteorol. Z. **1924**, 133—141.
44a. Kinzl, H. u. A. Wagner: Pilotaufstiege in den Peruanischen Anden. Gerlands Beitr. Geophys. **54**, 29—55 (1939).
45. Möller, F.: Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre. In: Hann-Süring, Lehrbuch der Meteorologie, 5. Aufl., 1937, 627—671.
46. Cox, C. W.: The circulation of the Atmosphere over South Africa. Met. Mem. South Africa 1, Pretoria 1935.
47. Serra, A. B.: La circulation générale de l'Amérique du Sud. Rio de Janeiro 1939.
48. Schott, G.: Geographie des Indischen und Stillen Ozeans. Hamburg 1935, 413 S.
49. Meinardus, W.: Meteorologische Ergebnisse der Kerguelenstation. Dtsch. Südpolar-Exped. **III**. Meteorologie **I**, 1.
50. Grimminger, G.: Preliminary results of Pilot-Balloon Ascents at Little America. Monthl. Weather Rev. **1939**, 172—175.
51. Meinardus, W.: Klimakunde der Antarktis. In: Köppen-Geiger, Handbuch der Klimatologie **IV**, Teil U (1938).

52. Flohn, H.: Zur Rolle des Oberpassats in der allgemeinen Zirkulation. Meteorol. Rundsch. **1947**, 23—24.
53. Meinardus, W.: Die Luftdruckverhältnisse und ihre Wandlungen südlich 30° Breite. Meteorol. Z. **1929**, 41—49, 86—96.
54. Defant, A.: Die Veränderungen in der allgemeinen Zirkulation der Atmosphäre in den gemäßigten Breiten der Erde. S.-B. Akad. Wiss. Wien **121**, Abt. II, 379 (1912).
55. Reuter, F.: Die Witterungsverhältnisse auf der Kerguelenstation. Veröff. Geophys. Inst. Leipzig **V**, 211—329 (1932).
56. Regula, H.: Schallausbreitung in der Atmosphäre. Z. Geophys. **10**, 178—185 (1934); vgl. ebenda **8**, 469 (1932).
57. Flohn, H.: Die allgemeine Zirkulation der Atmosphäre im Lichte neuerer aerologischer Beobachtungen. Z. Erdkde. **12**, 253—264 (1944).
58. Ekhart, E.: Zur Kenntnis der Windverhältnisse in der oberen Stratosphäre. RfW. Berlin 1940, 50 S.
59. Dorsey jr., H. G.: Some meteorological aspects of the Greenland ice cap. J. Meteorol. **1945**, 135—142.
60. Flohn, H.: Über kalte metastabile Hochdruckgebiete. Meteorol. Rundschau **2**, 67—75 (1949).
61. Vuorela, L. A.: Contribution to the Aerology of the tropical Atlantic. J. Meteorol. **5**, 115—117 (1948).
62. Palmer, C. E. Upper winds at Little America. Transact. Roy. Soc. New Zealand IV, **72**, 311—323 (1943); Meteor. Office New Zealand, Note 26, 1943.
63. Union of South Africa, Departm. of Transport, Weather Bureau. Upper air temperatures and humidities (1941—1947). Pretoria **1949**.
64. Hess, S. L.: Some new mean meridional cross-sections through the atmosphere. Journ. Met. **5**, 293—300 (1948).
65. Serra, A. B.: Climatologia da troposfera. Ministerio da Agricultura, Serv. Meteor., Rio de Janeiro 1943.

551.511

(Institut Royal Météorologique de Belgique.)

Sur le mouvement isobarique de l'air atmosphérique.[1]

Par

Jacques Van Mieghem, Bruxelles.

Résumé. Pour étudier le mouvement isobarique de l'air, il convient d'écrire les équations de la dynamique atmosphérique en variables x, y, p et t où x et y représentent les coordonnées horizontales, p la pression et t le temps.

Lorsque le mouvement de l'air s'effectue le long des surfaces isobares, la divergence isobare du champ du courant horizontal est nulle, la composante verticale de la rotationnelle absolue isobare est un invariant du mouvement et l'équation de la tendance barique prend la forme d'une équation de transport.

Il est possible d'établir une équation aux dérivées partielles en le géopotentiel des surfaces isobares. Cette équation a une forme relativement simple dans le cas d'un mouvement isobarique composé d'un courant zonal permanent et d'une perturbation isobarique. Dans ce cas particulier, on trouve, pour la vitesse de déplacement des ondulations du courant horizontal d'W. une formule analogue à celle des Rossby, mais applicable cette fois à une atmosphère barocline et à une perturbation isobarique.

Zusammenfassung. Zum Studium der isobaren Luftbewegung empfiehlt es sich, die Bewegungsgleichungen mit den Variablen x, y, p und t auszudrücken, wo x und y die horizontalen Koordinaten, p den Druck und t die Zeit bedeutet. Wenn sich die Luftbewegung längs isobaren Flächen abspielt, verschwindet die isobare Divergenz des horizontalen Strömungsfeldes, während die Vertikalkomponente des isobaren, absoluten Wirbels gegenüber der Bewegung invariant ist und die Gleichung der barometrischen Tendenz die Form einer Transportgleichung annimmt. Es ist möglich, eine Gleichung mit den partiellen Ableitungen nach dem Geopotential der isobaren Flächen aufzustellen; diese hat eine relativ einfache Form für den Fall einer isobaren Bewegung, die sich aus einer permanenten zonalen Strömung und einer isobaren Störung zusammensetzt. In diesem speziellen Fall findet man für die Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Wellen der horizontalen West-

[1] Communication présentée à l'Association de Météorologie, 8e Assemblée Générale de l'U. G. G. I., Oslo, août 1948.

strömung eine Formel, die derjenigen von ROSSBY entspricht, in diesem Fall jedoch auf eine barokline Atmosphäre und eine isobare Störung anzuwenden ist.

Summary. For studying the isobaric motion of air it is expedient to write the equations of atmospheric dynamics with the variables x, y, p and t where x and y express the horizontal co-ordinates, p the pressure and t the time. When the motion of the air is conducted along the isobaric surfaces, then the isobaric divergence of the horizontal field of current is zero, and the vertical component of the absolute isobaric vortex is an invariant of the motion and the equation of the baric tendency is getting the form of an equation of transport. It is possible to establish an equation with partial derivatives of the geopotential of the isobaric surfaces. This equation has a relatively simple form in case of an isobaric motion composed of a permanent zonal flow and an isobaric perturbation. In this particular case we find for the speed of propagation of undulations of the western horizontal current an analogous formula to the one drawn up by ROSSBY, but applicable in this case to a baroclinic atmosphere and an isobaric perturbation.

1. Rapportons l'atmosphère à un trièdre trirectangle dextrogyre $O\,x\,y\,z$, fixe par rapport à la Terre, dont l'axe z est la verticale ascendante de l'origine O et dont l'axe x est dirigé vers l'Est du même point. Dans ce trièdre, les équations approchées de la dynamique atmosphérique, applicables aux régions tempérées et polaires, sont de la forme

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} - \lambda\, v_y &= -\,s\,\frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial \varphi}{\partial x},\\ \frac{dv_y}{dt} + \lambda\, v_x &= -\,s\,\frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial \varphi}{\partial y},\\ 0 &= -\,s\,\frac{\partial p}{\partial z} - \frac{\partial \varphi}{\partial z}, \end{aligned}\right\} \tag{1}$$

où

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + v_x\frac{\partial}{\partial x} + v_y\frac{\partial}{\partial y} + v_z\frac{\partial}{\partial z}. \tag{1a}$$

Comme d'habitude, v_x, v_y, v_z sont les composantes, dans le trièdre $O\,x\,y\,z$, de la vitesse de l'air par rapport à la Terre; p désigne la pression atmosphérique, s le volume spécifique de l'air, φ le géopotentiel et λ le paramètre de Coriolis.

Afin de pouvoir étudier commodément le mouvement isobarique de l'air, substituons la variable p à la variable z et cela grâce à la relation [*1*]

$$p = p\,(x, y, z, t) \tag{2}$$

que l'on peut résoudre par rapport à z, toute verticale ne rencontrant une surface isobare qu'en un seul point; d'où

$$z = z\,(x, y, p, t). \tag{2'}$$

Remplaçons dans $\varphi\,(x, y, z)$, z par sa valeur (2'), on trouve

$$\varphi\,(x, y, z) = \varphi\,[x, y, z\,(x, y, p, t)] \equiv \varphi^*\,(x, y, p, t). \tag{3}$$

Posons ensuite

$$\frac{\delta\varphi}{\delta x} = \frac{\partial\varphi^*}{\partial x}, \quad \frac{\delta\varphi}{\delta y} = \frac{\partial\varphi^*}{\partial y}, \quad \frac{\delta\varphi}{\delta p} = \frac{\partial\varphi^*}{\partial p}, \quad \frac{\delta\varphi}{\delta t} = \frac{\partial\varphi^*}{\partial t}. \tag{3 a}$$

Nous avons désigné, en (1a), par $\frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y}$, $\frac{\partial}{\partial z}$, $\frac{\partial}{\partial t}$, les opérations de dérivation partielle respectivement par rapport aux variables x, y, z, t, celles-ci étant utilisées comme variables indépendantes et en (3a), par $\frac{\delta}{\delta x}$, $\frac{\delta}{\delta y}$, $\frac{\delta}{\delta p}$, $\frac{\delta}{\delta t}$ les opérations de dérivation partielle respectivement par rapport aux variables x, y, p, t, lorsque ces dernières sont choisies comme variables indépendantes. Il en résulte les identités évidentes

$$\frac{\delta p}{\delta x} = \frac{\delta p}{\delta y} = \frac{\delta p}{\delta t} = 0, \quad \frac{\delta p}{\delta p} = 1, \quad \frac{\partial z}{\partial x} = \frac{\partial z}{\partial y} = \frac{\partial z}{\partial t} = 0, \quad \frac{\partial z}{\partial z} = 1; \tag{2 a}$$

et aussi, les égalités, (3),

$$\left.\begin{aligned} \frac{\partial\varphi}{\partial x} &= \frac{\delta\varphi}{\delta x} + \frac{\delta\varphi}{\delta p}\frac{\partial p}{\partial x}, & \frac{\delta\varphi}{\delta x} &= \frac{\partial\varphi}{\partial x} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\delta z}{\delta x}, \\ \frac{\partial\varphi}{\partial y} &= \frac{\delta\varphi}{\delta y} + \frac{\delta\varphi}{\delta p}\frac{\partial p}{\partial y}, & \frac{\delta\varphi}{\delta y} &= \frac{\partial\varphi}{\partial y} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\delta z}{\delta y}, \\ \frac{\partial\varphi}{\partial t} &= \frac{\delta\varphi}{\delta t} + \frac{\delta\varphi}{\delta p}\frac{\partial p}{\partial t} = 0, & \frac{\delta\varphi}{\delta t} &= \frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\delta z}{\delta t}, \\ \frac{\partial\varphi}{\partial z} &= \frac{\delta\varphi}{\delta p}\frac{\partial p}{\partial z}, & \frac{\delta\varphi}{\delta p} &= \frac{\partial\varphi}{\partial z}\frac{\delta z}{\delta p}. \end{aligned}\right\} \tag{3' a}$$

Au cours des opérations de dérivation susmentionnées, on ne peut perdre de vue que les dérivées partielles $\frac{\partial}{\partial x}$, $\frac{\partial}{\partial y}$, $\frac{\partial}{\partial t}$ sont prises à z constant, tandis que les dérivées partielles $\frac{\delta}{\delta x}$, $\frac{\delta}{\delta y}$, $\frac{\delta}{\delta t}$, pour les mêmes variables, sont effectuées à p constant.

Finalement substituons (3′a) dans (1); d'où, les équations de la dynamique atmosphérique en variables x, y, p et t,[1]

$$\left.\begin{aligned} \frac{dv_x}{dt} - \lambda v_y &= -\frac{\partial q}{\delta x}, \\ \frac{dv_y}{dt} + \lambda v_x &= -\frac{\partial q}{\delta y}, \\ 0 &= -\frac{\partial\varphi}{\partial p} - s \end{aligned}\right\} \tag{4}$$

[1] Mr. P. Dedecker, assistant à l'Inst. Roy. Météor. de Belgique, a attiré mon attention sur le fait que l'on ne peut négliger les termes $\frac{\partial\varphi}{\partial x}$ et $\frac{\partial\varphi}{\partial y}$ des équations (1) dès que l'on s'écarte quelque peu de l'origine 0 du trièdre des coordonnées; de plus, il a remarqué que la présence de ces termes ne modifie en rien la forme des équations du mouvement en variables x, y, p et t.

où

$$\frac{d}{dt} = \frac{\delta}{\delta t} + v_x \frac{\delta}{\delta x} + v_y \frac{\delta}{\delta y} + \omega \frac{\delta}{\delta p}, \tag{4a}$$

avec $\omega = \frac{dp}{dt}$. Remarquons que $-\omega : \Delta p$ représente la composante suivant la normale ascendante à la surface isobare considérée, de la vitesse de l'air par rapport à cette surface. Rappelons que Δp désigne la valeur absolue de l'ascendant $\Delta p \left(\frac{\partial p}{\partial x}, \frac{\partial p}{\partial y}, \frac{\partial p}{\partial z} \right)$ de la pression atmosphérique p. Notons encore que les expressions (1a) et (4a) de l'opérateur $\frac{d}{dt}$ sont équivalentes. De plus, grâce aux identités (2a) et à la troisième équation (4), on a

$$s \frac{\partial p}{\partial x} = g \frac{\delta z}{\delta x}, \quad s \frac{\partial p}{\partial y} = g \frac{\delta z}{\delta y}, \quad s \frac{\partial p}{\partial t} = g \frac{\delta z}{\delta t} \text{ et } \frac{\partial p}{\partial z} \frac{\delta z}{\delta p} = 1, \tag{3''a}$$

où $g = \frac{\partial \varphi}{\partial z}$. Il est remarquable que les équations approchées (4) tiennent compte de la sphéricité de la Terre.

Les équations (4) peuvent être considérées comme étant les équations du mouvement d'un fluide par rapport à un plan (plan des $x\,y$) animé d'un mouvement de rotation dont la vitesse angulaire, normale à ce plan, est égale à $\lambda : 2$. Cette vitesse d'entraînement est fonction de x et de y, mais surtout de y, l'axe des x ayant, par hypothèse, une orientation $W \rightarrow E$.

2. L'équation de continuité exprime la conservation

$$\frac{d}{dt} (q\, d'x\, d'y\, d'z) = 0 \tag{5}$$

de l'élément de masse $q\, d'x\, d'y\, d'z$ sur sa trajectoire. Le symbole $q = 1 : s$ désigne la masse spécifique de l'air et $d'x\, d'y\, d'z$ un élément de volume pris à l'instant t, $(d't = 0)$. Remplaçons dans (5), $q\, d'z$ par sa valeur $-d'p : g$ déduite de l'équation de l'hydrostatique suivant la verticale z [3e éq. (1)]; d'où, en supposant g constant, la forme particulièrement simple [2]

$$\boxed{\frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y} + \frac{\delta \omega}{\delta p} = 0} \tag{5a}$$

de l'équation de continuité en variables x, y, p et t. Remarquons que

$$\frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y} \equiv \operatorname{div}_i \vec{v}$$

représente la divergence isobare du champ du courant horizontal $\vec{v}\,(v_x, v_y)$ et rappelons que[1]

$$\operatorname{div}_h \vec{v} = \frac{\partial v_x}{\partial x} + \frac{\partial v_y}{\partial y} = \operatorname{div}_i \vec{v} + \frac{\delta \vec{v}}{\delta p} \cdot \nabla_h p$$

[1] Voir [2] p. 8.

où $\mathrm{div}_h \vec{v}$ représente la divergence horizontale correspondante, $\nabla_h p$ l'ascendant horizontal de la pression et où $-\frac{\delta \vec{v}}{\delta p}$ est proportionnel au «vertical wind shear» $\frac{\partial \vec{v}}{\partial z} = \frac{\delta \vec{v}}{\delta p}\frac{\partial p}{\partial z} = -g\,q\,\frac{\delta \vec{v}}{\delta p}$.

Ensuite, en intégrant le premier membre de (5a) dans l'intervalle de pression $(p, 0)$, on obtient l'équation de la tendance barique[1]

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x}v_x - \frac{\partial p}{\partial y}v_y - \frac{\partial p}{\partial z}v_z + \int_p^0 \left(\frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y}\right) dp, \tag{6}$$

où l'on peut remplacer $-\frac{\partial p}{\partial z}$ par $g\,q$.

Enfin, en dérivant à p constant, la première équation (4) pour y et la seconde pour x et en retranchant les équations ainsi obtenues, on trouve

$$\frac{d}{dt}(\xi_i + \lambda) + (\xi_i + \lambda)\left(\frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y}\right) - \frac{\delta v_x}{\delta p}\frac{\delta \omega}{\delta y} - \frac{\delta v_y}{\delta p}\frac{\delta \omega}{\delta x}, \tag{7}$$

où nous avons posé

$$\xi_i = \frac{\delta v_y}{\delta x} - \frac{\delta v_x}{\delta y} = [rot_i \vec{v}]_z.$$

Remarquons que ξ_i représente la composante verticale du tourbillon de glissement que le courant horizontal $\vec{v}\,(v_x, v_y)$ détermine dans les surfaces isobares.

3. Les équations (4) se prêtent à une résolution par approximations successives, à condition de considérer la vitesse géostrophique

$$v_{gx} = -\frac{1}{\lambda}\frac{\delta \varphi}{\delta y},\quad v_{gy} = +\frac{1}{\lambda}\frac{\delta \varphi}{\delta x},\quad v_{gz} = 0,$$

comme une première approximation acceptable de la vitesse horizontale de l'air. On trouve alors, pour la seconde approximation de la vitesse $\vec{v}$ du courant horizontal, l'expression[2]

$$\vec{v} = \vec{v}_g - \frac{1}{\lambda}\frac{D}{Dt}\left(\frac{1}{\lambda}\nabla_i \varphi\right) + \frac{\omega}{\lambda^2}\nabla_i s \tag{8}$$

où l'opérateur

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\delta}{\delta t} - \frac{1}{\lambda}\frac{\delta \varphi}{\delta y}\frac{\delta}{\delta x} + \frac{1}{\lambda}\frac{\delta \varphi}{\delta x}\frac{\delta}{\delta y} \tag{8a}$$

[1] Voir [2] p. 9, éq. (9a).
[2] Voir [2] p. 10, éq. (10′a).

désigne la dérivation totale pour le temps t le long de la trajectoire géostrophique [3] et où $\nabla_i \varphi$ et $\nabla_i s$ représentent les ascendants isobares horizontaux de φ et de s, c'est-à-dire les vecteurs de composantes horizontales $\left(\frac{\delta\varphi}{\delta x}, \frac{\delta\varphi}{\delta y}\right)$ et $\left(\frac{\delta s}{\delta x}, \frac{\delta s}{\delta y}\right)$. Le terme en $\nabla_i s$ de (8) fait apparaître l'influence de la baroclinité de l'atmosphère sur le champ du courant horizontal. Ce terme disparaît dans une atmosphère barotrope ($\nabla_i s \equiv 0$) et dans une atmosphère barocline ($\nabla_i s \neq 0$), lorsqu'il n'y a pas de flux d'air à travers les surfaces isobares ($\omega \equiv 0$).

4. Envisageons maintenant le mouvement isobarique de l'air. Dans ce cas particulier, ω est nul en tout point et à tout instant; on a donc l'identité

$$\omega = -\frac{dp}{dt} = 0$$

en x, y, z et t (ou en x, y, p et t), et par suite, (5a),

$$\mathrm{div}_i \vec{v} \equiv \frac{\delta v_x}{\delta x} + \frac{\delta v_y}{\delta y} = 0 \qquad (5^*\mathrm{a})$$

et aussi, (7),

$$\xi_i + \lambda = C^{\mathrm{ste}} \ (C^{\mathrm{ste}} = \text{constante}) \qquad (7^*)$$

le long d'une trajectoire quelconque. Ainsi, *lorsque le mouvement de l'air s'effectue suivant les surfaces isobares, la divergence isobare du courant horizontal est nulle et la composante verticale de la rotationnelle absolue isobare est un invariant du mouvement.*

Quant à l'équation de la tendance barique (6), elle se réduit à l'équation de transport

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{\partial p}{\partial x} v_x - \frac{\partial p}{\partial y} v_y - \frac{\partial p}{\partial z} v_z. \qquad (6^*)$$

Enfin, l'expression (8) de la vitesse horizontale $\vec{v}$ (v_x, v_y) du mouvement isobarique se simplifie et devient

$$\vec{v} = \vec{v}_g = \frac{1}{\lambda} \frac{D}{Dt} \left(\frac{1}{\lambda} \nabla_i \varphi \right). \qquad (8^*)$$

En substituant (8*) dans (5*a), on obtient une équation aux dérivées partielles en φ; cette équation est malheureusement assez compliquée. Cependant dans le cas du mouvement isobarique composé d'un mouvement zonal permanent U et d'une perturbation isobarique, cette équation prend une forme relativement simple. Soit $\Phi(y, p)$ le géopotentiel des surfaces isobares du courant fondamental U; rappelons que

$$U = -\frac{1}{\lambda} \frac{\delta \Phi}{\delta y}.$$

Puis, remplaçons dans (8*), φ par $\Phi(y, p) + \varphi(x, y, p, t)$ où φ représente la perturbation du géopotentiel des surfaces isobares associées au courant perturbé. En adoptant les hypothèses classiques de la méthode des perturbations, on trouve, après quelques calculs simples, les composantes horizontales de la vitesse du mouvement perturbé,

$$\left.\begin{aligned} v_x &= U - \frac{1}{\lambda}\frac{\delta\varphi}{\delta y} - \frac{1}{\lambda^2}\left(\frac{\delta}{\delta t} + U\frac{\delta}{\delta x}\right)\frac{\delta\varphi}{\delta x}, \\ v_y &= \frac{1}{\lambda}\frac{\delta\varphi}{\delta x}\left(1 + \frac{1}{\lambda}\frac{\delta U}{\delta y}\right) - \frac{1}{\lambda^2}\left(\frac{\delta}{\delta t} + U\frac{\delta}{\delta x}\right)\frac{\delta\varphi}{\delta y}. \end{aligned}\right\} \quad (8^*a)$$

Finalement, remplaçons (8*a) dans (5*a); d'où

$$\boxed{\left(\frac{\delta}{\delta t} + U\frac{\delta}{\delta x}\right)\left(\frac{\delta^2\varphi}{\delta x^2} + \frac{\delta^2\varphi}{\delta y^2}\right) + \frac{\delta\varphi}{\delta x}\frac{\delta}{\delta y}\left(\lambda - \frac{\delta U}{\delta y}\right) = 0,} \quad (9)$$

où $\frac{\delta}{\delta y}\left(\lambda - \frac{\delta U}{\delta y}\right)$ représente l'ascendant méridien isobare de la composante verticale de la rotationnelle absolue isobare du courant fondamental U. Dans (9) nous avons tenu compte de la variabilité du paramètre de Coriolis λ avec la latitude. Ce paramètre dépend surtout de y; mais, de tous les termes en $\frac{\partial\lambda}{\partial y}$, nous n'avons conservé dans (9) que le plus important, à savoir: celui qui provient de la dérivation de $\frac{1}{\lambda}\frac{\delta\varphi}{\delta x}$ pour y. Remarquons que, dans (9), le coefficient de $\frac{\delta\varphi}{\delta x}$ est composé de deux termes: le premier n'est autre que le paramètre β de Rossby

$$\beta \equiv \frac{\partial\lambda}{\partial y} = \frac{\delta\lambda}{\delta y};$$

le second $-\frac{\delta^2 U}{\delta y^2}$, l'ascendant méridien de la composante verticale du tourbillon de glissement que le courant zonal U détermine dans les surfaces isobares. Ce dernier terme est positif dans la ceinture des vents d'W maxima $\left(\text{jet stream}, \frac{\delta^2 U}{\delta y^2} < 0\right)$ où sa valeur numérique n'est pas négligeable vis-à-vis de celle de β; il est négatif au N et au S de cette ceinture $\left(\frac{\delta^2 U}{\delta y^2} > 0\right)$, où il atteint cependant une valeur absolue moins importante.

Attribuons à U et à $\frac{\delta}{\delta y}\left(\lambda - \frac{\delta U}{\delta y}\right)$ une valeur moyenne; alors, l'équation (9) devient une équation à coefficients constants dont il est aisé d'obtenir une solution périodique. Considérons, à cet effet, une surface isobare quelconque; dans cette surface, φ n'est plus fonction que de x, y et t. Si de plus, nous admettons que les lignes de niveau (*contours*) de cette surface ont une forme sinusoïdale, on peut écrire

$$\varphi = A\,(y)\sin\frac{2\pi}{L}(x - c\,t), \quad (10)$$

où A représente l'amplitude de la perturbation isobarique, L sa longueur d'onde et c sa vitesse de propagation vers l'E. Après substitution de (10) dans (9), on obtient l'équation différentielle en A,

$$A'' + \frac{4\pi^2}{L^2}\left(\frac{U_c}{U - c} - 1\right)A = 0, \quad (9a)$$

où

$$U_c = \frac{L^2}{4\pi^2}\frac{\delta}{\delta y}\left(\lambda - \frac{\delta U}{\delta y}\right) > 0$$

apparaît comme étant une *vitesse critique* et où A'' représente la dérivée seconde de A pour y. Dans le cas d'une amplitude constante (A indépendant de y), on déduit de (9a),

$$c = U - U_c, \tag{11}$$

c'est-à-dire, une formule analogue à celle de Rossby [4], mais applicable cette fois à une perturbation isobarique d'une atmosphère *barocline*. Finalement, posons

$$\frac{U_c}{U-c} - 1 = \frac{L^2}{\Delta^2},$$

ou encore,

$$c = U - \frac{\Delta^2}{\Delta^2 + L^2} U_c. \tag{11'}$$

Dans le cas de grandes longueurs d'onde L ($\Delta^2 > 0$ ou $U_c > U - c$), on a

$$A = A_0 \cos \frac{2\pi}{\Delta} y,$$

où A_0 est une constante et où $\frac{\Delta}{2}$ représente la longueur méridienne de la perturbation. Dans le cas de longueurs d'onde L suffisamment petites ($\Delta^2 < 0$ ou $U_c < U - c$), on a

$$A = A_0 e^{-2\pi y : |\Delta|}, \text{ pour } y > 0 \text{ et } A = A_0 e^{2\pi y : |\Delta|}, \text{ pour } y < 0.$$

Remarquons que l'on peut passer de (11') à (11) en posant $|\Delta| = \infty$.

La formule (11') étend au cas d'une perturbation isobarique d'une atmosphère barocline, une formule analogue, établie par Haurwitz [5] dans le cas envisagé par Rossby, d'une perturbation sans divergence horizontale dans une atmosphère incompressible.

Bibliographie.

1. Mieghem, J. van: De luchtdruck als onafhankelijk veranderlijke. Med. Kon. Vl. Acad. van België, Kl. der Wet., Jg. IX, Nr. 9, 1947.
2. Mieghem, J. van: La divergence horizontale isobare du vent et de la tendance barométrique. Miscellanées de l'Inst. Roy. Météor. de Belgique, fasc. XXVIII, 1947, voir p. 8, éq. (8a).
3. Bjerknes, J. and E. Palmén: Investigations of selected European Cyclones by means of serial ascents (15–17, II 1935). Geof. Publ., Vol. XII, Nr. 2, Oslo 1937, voir pp. 45 à 47.
4. Rossby, C. G. and Collaborators: Relation between variations in the intensity of the zonal circulation of the atmosphere and the displacements of the semi-permanent centers of action. J. Mar. Res., Vol. II, 1939, p. 44, form. (17).
5. Haurwitz, B.: The motion of atmospheric disturbances. J. Mar. Res., Vol. III, 1940, p. 38, form. (13).

551.511

(Aus dem Universitäts-Institut für Meteorologie und Geophysik, Frankfurt a. M.)

Eine Berechnung des horizontalen Großaustausches über dem Atlantischen Ozean.

Von

F. Möller.

Mit 2 Textabbildungen.

Zusammenfassung. In der bisher üblichen Betrachtungsweise wird die turbulente Abweichung der Temperatur, bzw. einer anderen transportierten Eigenschaft, von ihrem Mittelwert durch den Mischungsweg gekennzeichnet. Statt dessen wird hier der Übergangskoeffizient α der Wärme (bzw. der anderen Eigenschaft) von der Umgebung an das Turbulenzquantum eingeführt, wodurch der Austausch auf die Form $A = \frac{\varrho}{\alpha} \cdot (v'^2)_m$ gebracht wird (v' = turbulente Zusatzgeschwindigkeit). Als Mittelwert für die Berechnung des horizontalen Großaustausches wird $\overline{\alpha} = 2{,}4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$ verwendet. Die neue Berechnungsweise ermöglicht es, die in Monatskarten niedergelegten klimatischen Windbeobachtungen der Weltmeere zur Bestimmung des horizontalen Austausches heranzuziehen. Eine solche Berechnung wird für den Nordatlantik nördlich 30° Br. für Januar durchgeführt.

Summary. The deviation of some conveyed quality, f. i. temperature, from its mean value, as caused by turbulence, is usually characterized by the "distance of mixture". It is proposed here to take the transmission coefficient α of heat (or the other quality) between the turbulence quantum and its environment instead of this distance of mixture; the exchange will consequently be given by the equation $A = (\varrho/\alpha) \cdot (v'^2)_m$ (where v' is the turbulent velocity vector). For calculations of the horizontal "macro-exchange" we use a mean value of $\overline{\alpha} = 2{,}4 \cdot 10^{-5}$ per sec. The new way of computation is allowing to calculate the horizontal exchange from the wind observations on the oceans as published in monthly climate charts. Such a calculation is given here for the northern Atlantic Ocean (north of 30° latitude) and for January.

Résumé. Dans les phénomènes de turbulence on caractérise l'écart de la température (ou de toute autre grandeur transportable) avec sa moyenne par le parcours de mélange. Au contraire, on introduit ici le coefficient de transfert de la chaleur (ou de l'autre grandeur) du milieu ambiant au quantum de turbulence, de sorte que l'échange turbulent prend la forme: $A = (\varrho/\alpha) \cdot$

$\cdot (v'^2)_m$, v' étant la vitesse supplémentaire due à la turbulence. Pour le calcul de l'échange turbulent horizontal, on utilise la valeur moyenne $\bar{\alpha} = 2{,}4 \cdot 10^{-5}\ \mathrm{sec}^{-1}$. Ce nouveau mode de calcul permet d'utiliser les observations climatologiques des vents des océans telles qu'elles sont reportés sur les cartes mensuelles pour déterminer l'échange turbulent horizontal. On a appliqué cette méthode au mois de janvier pour l'Atlantique Nord, au Nord du 30ème parallèle.

Für die Berechnung des Austausches aus Feinstrukturmessungen der Bewegungsvorgänge sind verschiedene Formeln aufgestellt worden, die in gleicher Weise für den vertikalen Austausch wie für den horizontalen Großaustausch Verwendung finden können.

1. Als erste ist die Formel zu nennen, die W. Schmidt [*1*] in seinen ersten Veröffentlichungen angegeben hat. Danach ist der Austausch $A = \Sigma\,(m'\,r') : f\,t$, wobei m' die im Zeitelement durch die Querschnittsfläche f von der einen oder anderen Seite hindurchtransportierte Masse ist, r die Entfernung, aus der diese Masse kommt. Der mittlere Transport durch die Fläche f hindurch, der durch die ausgeglichene Bewegung angegeben wird, ist jedoch vorher in Abzug zu bringen, so daß die m' nur die momentanen Überschuß- oder Defizitbeträge darstellen. Die Summierung ist über eine Zeit zu erstrecken, die hinreichend lang ist, bzw. so viele Bewegungsquanten m' von beiden Seiten erfaßt, daß das einzelne Turbulenzelement in der Mittelbildung nicht mehr erkannt werden kann. Für $m'/f\,t$ kann auch die zu f senkrechte Geschwindigkeitskomponente des Impulses $\varrho\,v'$ eingesetzt werden, so daß der Ansatz in $A = \varrho\,(v'\,r')_m$ übergeht[1]. Die turbulenten Schwankungen der Luftdichte ϱ sind dabei außer acht gelassen.

Die Schwierigkeit dieses Ansatzes liegt in der Bestimmung von r'. Der Austausch gewinnt nämlich seine Bedeutung erst in Verbindung mit dem Gefälle einer Eigenschaft, die durch ihn verfrachtet wird. r' bedeutet dann die Entfernung, aus der diese Eigenschaft *unverändert* mitgebracht wird. Es ist jedoch keineswegs jede Eigenschaft in dieser Weise konservativ, vielmehr unterliegt sie auf ihrem Wege individuellen Veränderungen. Beispielsweise kann die Temperatur als verfrachtete Eigenschaft s durch Strahlungsvorgänge, Kondensation, Verdampfung usw. verändert werden. In der Transportgleichung $\mathfrak{S} = -\dfrac{A}{\varrho} \cdot \partial\bar{s}/\partial x = = -(v'\,r')_m \cdot \partial\bar{s}/\partial x$ soll das Produkt $-r' \cdot \partial\bar{s}/\partial x$ den Überschuß an s darstellen, mit dem das einzelne, durch r' gekennzeichnete Quantum auf der Bezugsfläche f ankommt, d. h. die Größe $s' = s - \bar{s}$, wo s der Momentanwert, $\bar{s}$ der zeitliche Mittelwert ist. Der Fluß $\mathfrak{S}$ der Eigenschaft s ist also auch direkt aus den Bewegungs- und Eigenschaftsabweichungen von ihren Mittelwerten bestimmbar.

Wenn die Eigenschaft s nun individuellen Veränderungen unterliegt, dann ist r' nicht mehr die wirkliche Entfernung, aus der das Quantum

[1] Zeitliche Mittelwerte sind durch Überstreichen oder den Index m, momentane Abweichungen davon durch Beistriche gekennzeichnet.

kommt, sondern die Entfernung, in der das ausgeglichene Feld $\bar{s}$ den gleichen Wert s besitzt, wie das in f ankommende Teilchen. Diese Überlegung gilt für den horizontalen Großaustausch ebenso wie für den vertikalen, für den sie von FRANKENBERGER [2] zuerst präzisiert worden ist. Im Einzelfalle ist r' kaum zu ermitteln. Als statistisches Mittel kann $\bar{r}$ rückschließend bestimmt werden. Definiert man nämlich $\bar{r} = (v'\,r')_m : |v'|_m$, wo im Nenner über die absoluten Beträge von v' zu mitteln ist, dann ist $A = \varrho\bar{r} \cdot |v'|_m$ und $\mathfrak{S} = -\bar{r}\frac{\partial \bar{s}}{\partial x} \cdot |v'|_m$. Wenn $\partial\bar{s}/\partial x$, $|v'|_m$ und $\mathfrak{S}$ bekannt sind, kann $\bar{r}$ bestimmt werden. Für den horizontalen Großaustausch wurde $\bar{r}$ auf $^1/_4$ oder $^1/_2$ des Durchmessers eines Tiefdruckgebietes unserer Breiten geschätzt [3]. Für Untersuchungen des horizontalen Transportes der fühlbaren Wärmemenge $c_p \cdot T$ über Lindenberg konnte $\mathfrak{S}$ direkt berechnet werden [4], ebenso $|v'|_m$ und daraus unter Verwendung des bekannten horizontalen Temperaturgradienten die Größe $\bar{r}$. Für 500 m Höhe ergab sich $\bar{r}$ im Jahresmittel zu 550 km.

2. Aus dieser Betrachtungs- oder Berechnungsweise für den Austausch läßt sich eine andere unmittelbar herleiten. In der schematischen Vorstellung, daß das einzelne Austauschquantum die von ihm mitgeführte Eigenschaft s unverändert beibehält, war gewissermaßen vorausgesetzt, das Quantum habe vor dem Antritt seiner Bewegung zur Bezugsfläche f hin so lange am Herkunftsort gelegen, daß es die Eigenschaft s, die im ausgeglichenen Felde dort herrschte, angenommen hat. Den wirklichen Verhältnissen besser angepaßt dürfte ein Bild sein, bei dem man voraussetzt, daß das Teilchen auf seiner Wanderung die Eigenschaft s nicht beibehält, sondern derjenigen $\bar{s}$, die im ausgeglichenen Feld der Umgebung herrscht, anpaßt. Verwendet man für diesen Anpassungsvorgang eine der Newton'schen Abkühlungsgleichung analoge, so gilt für das Teilchen $d\,s/d\,t = -\varkappa\,(s - \bar{s})$. Bei gleichmäßiger Bewegung in einem linearen Umgebungsfelde behält das Teilchen dann eine konstante positive oder negative Abweichung vom Betrage $s' = -\frac{v'}{\alpha'} \cdot \frac{\partial \bar{s}}{\partial x}$ und man erhält den Fluß von s zu $\mathfrak{S} = -\frac{\partial \bar{s}}{\partial x}\left(\frac{v'^2}{\alpha'}\right)_m$. Für die einzelnen Quanten kann der Koeffizient α' verschieden groß sein, daher ist er als variable Größe unter der Mittelbildung zu belassen. Grundsätzlich ist er als Kennzeichen der Übergangsgeschwindigkeit der Eigenschaft s ebensogut zur Definition des Austauschkoeffizienten A geeignet, wie W. SCHMIDTS Herkunftsweg r. Da einesteils $s' = -r' \cdot \partial\bar{s}/\partial x$, andernteils $s' = -\frac{v'}{\alpha'} \cdot \partial\bar{s}/\partial x$ ist, ergibt sich sofort $\alpha' = v'/r'$, oder wenn man entsprechend der obigen Definition eines mittleren Herkunftsweges $\bar{r}$ einen mittleren Übergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ definiert, gilt $\varkappa = |v'|_m : \bar{r}$ und $A/\varrho = (v'^2)_m/\bar{\alpha}$. Als mittlerer Zahlenwert für das Niveau 500 m über Lindenberg wurde $\bar{\alpha} = 2{,}4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$ gefunden.[1]

[1] In den Berechnungen von α in [4] ist ein Fehler enthalten, der hier richtiggestellt werden muß. $\bar{\varkappa}$ wurde seinerzeit auf dem Umweg über $\bar{r}$ be-

3. Eine dritte Berechnungsweise verwendet insbesondere Lettau [5] bei seinen Untersuchungen zum Großaustausch. Der Herkunftsweg r' wird einesteils proportional der Zusatzbewegung v' gesetzt, anderseits auch der Zeitspanne τ, während der die Zusatzbewegung von der einen Seite weht, d. h. proportional der Andauerzeit zwischen zwei Vorzeichenwechseln von v'. Die Berechtigung dieser Annahme erkennt man vor allem dann, wenn man voraussetzt, daß in der Herkunftsrichtung von v' der gleiche Wind herrscht wie an der Bezugsfläche f. Mit der Andauerzeit τ eines Vorzeichens von v' kann $r' = \tau\, v'/2$ gesetzt werden. Damit wird die Formel für den Austausch zu $A/\varrho = {}^1/_2\,(v'^2\,\tau)_m$. Die Zeitdauer τ ist wiederum von Fall zu Fall verschieden, und es empfiehlt sich deshalb nicht, sie als mittlere Andauerzeit eines Vorzeichens aus dem Mittelwert herauszunehmen, wie es Lettau mehrfach betont hat. Zur Orientierung über die Größenordnung wollen wir trotzdem setzen $1/\bar{\alpha} = \bar{\tau}/2$, wobei sich mit obigem Mittelwert von $\bar{\alpha}$ ergibt $\bar{\tau} = 0{,}8$ Tage. Aus der Analyse der Windwechsel allein ist ein Wert von etwa 6 Tagen gefunden worden. Es ist aber dabei zu beachten, daß unsere Zahl 0,8 Tage sich auf die Wärmemenge bzw. die Temperatur als ausgetauschte Eigenschaft bezieht und mehr als ein Charakteristikum des Wärmeüberganges zwischen Partikel und Umgebung als ein strömungstechnisches Merkmal angesehen werden muß. Es ist durchaus denkbar, daß die Anpassung an die Umgebung bei den verschiedenen Eigenschaften verschieden rasch verläuft. Immerhin ist zu beachten, daß die Berechnung des Austausches auf Werte derselben Größe führt, wie sie Lettau nach diesem rein kinematischen Verfahren entwickelt hat.

Es ist das Ziel der vorliegenden Untersuchung, den horizontalen Austausch über großen Gebieten, nach Möglichkeit über der ganzen Halbkugel, zu bestimmen, um damit die Möglichkeit zur Abschätzung des Wärmehaushaltes der freien Atmosphäre über der Halbkugel zu gewinnen.

Man muß dann diejenige Berechnungsweise heranziehen, die sich mit Rücksicht auf das verfügbare Beobachtungsmaterial als die bestgeeignete erweist. Am richtigsten wäre es, die Transporte $(v'\,s')_m$ direkt zu ermitteln

---

rechnet, was dazu führt, daß in der Formel nicht $(v'^2)_m$, sondern $(|v'|_m)^2$ enthalten ist. Die erstere Größe konnte jetzt nicht mehr berechnet werden, weil die Originalunterlagen nicht mehr vorhanden sind. Deshalb ist eine indirekte Schlußfolgerung erforderlich. Bei einer normalen Verteilung der Einzelwerte um das Mittel sollte $|v'|_m^2 : (v'^2)_m = 2 : \pi$ sein. Die Voraussetzung einer normalen Verteilung braucht für die Windkomponente nicht zuzutreffen. Deshalb wurden an einem großen Material von Windhäufigkeitsverteilungen über dem Atlantischen Ozean die durchschnittliche und die quadratische Abweichung vom Mittel sowohl für die Westost- wie für die Nordsüdkomponente bestimmt und miteinander verglichen. Dabei ergibt sich ein sehr enger linearer Zusammenhang, jedoch ist der Proportionalitätsfaktor nicht $2/\pi = 0{,}637$, sondern mit sehr guter Genauigkeit 0,5. Außerdem ist das in [4] S. 56, Zeile 12 von unten stehende Wort „halbe" irrig und zu streichen. Unter Berücksichtigung dieser beiden Korrektionen wird $\bar{\alpha}$ nahezu viermal größer, was in den oben angegebenen Zahlen schon berücksichtigt ist.

oder wenigstens den Austausch unter Beachtung der für jeden einzelnen Tag geltenden Werte r' oder α' zu bestimmen. Dies ist ohne Zuhilfenahme maschineller Einrichtungen kaum möglich. Deshalb muß ein abgekürztes Verfahren, etwa nach der ersten Methode mit $\bar{r}$ oder nach der zweiten mit $\bar{\alpha}$ herangezogen werden. Für die Ozeane als die größten einheitlich bearbeiteten Areale mit vergleichbarem Material sind ausgezeichnete statistische Auszählungen vorhanden in Gestalt der von den verschiedenen Zentralinstituten herausgegebenen Monatskarten. Es seien genannt die Monatskarten der Deutschen Seewarte, die Pilot Charts des Hydrographic Office Washington und die entsprechenden Veröffentlichungen von England, Holland usw. Alle diese in jahrzehntelanger Arbeit aus den Schiffstagebüchern zusammengetragenen Beobachtungsergebnisse sind meines Wissens für dynamische oder energetische Untersuchungen bisher nicht ausgenutzt worden. Diese Karten enthalten Häufigkeitszahlen des Windes für die einzelnen Richtungen, zum Teil auch für verschiedene Geschwindigkeiten. Liegt die Auszählung nach Richtung und Stärke vor, dann ist es leichter, das quadratische Mittel der Abweichung $(v'^2)_m$ auszurechnen, das für die zweite Berechnungsmethode des Austausches benötigt wird, als das einfache Mittel $|v'|_m$, welches man bei der ersten Methode braucht.

Zunächst ist es aber erforderlich, den mittleren Wärmeübergangskoeffizienten $\bar{\alpha}$ zu bestimmen. α gibt die Geschwindigkeit an, mit der sich eine horizontale Strömung, die mit einer für den betreffenden Ort zu hohen oder zu tiefen Temperatur ankommt, auf die für diesen Ort normale Temperatur abkühlt oder erwärmt. Die Geschwindigkeit, mit der sich ein nordwärts vordringender Warmluftschwall abkühlt, ist sicher eine andere als die, mit der ein Kaltlufteinbruch durchwärmt wird. Das hängt von den thermodynamischen Vorgängen, die diese Prozesse regeln, ab. Im einen Falle sind es Ausstrahlung der Luft und der Wolkenoberfläche, Wärmeleitung und Strahlung vom Erdboden her und Abkühlung durch Hebung, verzögert durch freiwerdende Kondensationswärme, im anderen Falle Wärmeübertragung vom Boden durch Strahlung, Vertikalaustausch und Konvektion, Freisetzung von Kondensationswärme, Erwärmung durch Absinken usw. Die summarische Zusammenfassung durch ein einheitliches $\bar{\alpha}$ ist exakt durchführbar, wenn man für den einzelnen Ort den horizontalen Wärmetransport $c_p \varrho (v' T')_m$ durch Multiplikation der einzelnen Geschwindigkeits- und Temperaturmessungen berechnet und mit $\frac{c_p \varrho}{\alpha} (v'^2)_m \frac{\partial T}{\partial x}$ gleichsetzt. Auf diese Weise sind für Lindenberg im Mittel der 13 Jahre 1905 bis 1917 für 500 m Höhe folgende Werte für $\bar{\alpha}$ gefunden worden:[1]

Monat	I	IV	VII	X	Jahr
$\bar{\alpha} \cdot 10^5$ [sec^{-1}]	2,5	2,5	2,3	2,1	2,4

Die jahreszeitliche Veränderung ist gering, so daß man bei der Ungenauigkeit, die der Bestimmung von $\partial T/\partial x$ anhaftet, und die in die Berechnung

[1] Vgl. Fußnote 1 auf S. 75.

von $\bar{\alpha}$ direkt eingeht, den Jahresgang vernachlässigen und mit dem Mittelwert $2{,}4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$ weiterrechnen kann. Ob dieser Wert auch für den Austausch über dem Atlantischen Ozean oder über der ganzen Nordhalbkugel angewendet werden darf, müßte durch Untersuchungen in diesen Gegenden geklärt werden.

Einen Anhaltspunkt hierzu könnte die Streubreite der Temperaturen um das Mittel geben. Jedoch liegen auch solche Berechnungen nicht vor, obwohl sie zur Beurteilung der thermischen Beeinflussung der Advektion vorzügliche Dienste leisten könnten. Lediglich Zahlen über die absolute Schwankung der relativen Topographie 500/1000 mbar für mehrjährige Zusammenstellungen verdanke ich einer Mitteilung von H. Flohn [6], sowie einer unveröffentlichten Untersuchung von R. Höhn [7]. Danach nimmt die Differenz zwischen mehrjährigem absolutem Maximum und Minimum von 600 dyn m bei Stockholm nach Norden und Süden rasch auf etwa 50 dyndekam ab, ebenso nach Westen, wo sie am Atlantik (Aberdeen) den Wert 38 erreicht und über dem mittleren Atlantik etwa 40 bis 45 (Schiff 52° N, 35° W hat 46). Außer dieser Zunahme vom Meere zum Festland zeigt sich eine Zunahme von Süden (Rabat 31, Azoren 36) nach Norden (Jan Mayen 53). Es muß jedoch dahingestellt bleiben, ob man aus diesen Zahlen auf eine Abnahme von $\bar{\alpha}$ nach Norden und nach dem Kontinentinneren hin schließen muß.

Außer auf statistischem Wege können die benötigten Angaben durch Untersuchung der einzelnen Turbulenzquanten der horizontalen Großturbulenz gewonnen werden, wobei die Erwärmung oder Abkühlung des einzelnen Kaltlufteinbruches oder Warmluftvorstoßes auf seinem Wege untersucht wird. Auch derartige Untersuchungen sind noch nicht durchgeführt. Es soll deshalb im folgenden mit dem Mittelwert $\bar{\lambda} = 2{,}4 \cdot 10^{-5}\,\mathrm{sec}^{-1}$ gerechnet werden.

Die obengenannten Monatskarten des Meteorological Office enthalten in jedem 5°-Feld Häufigkeitswindrosen für Richtung (achtteilige Skala) und Stärke (fünf Windstärkegruppen). Sie wurden deshalb zur Berechnung der quadratischen Windabweichungen $(v'^2)_m$ sowohl für die WE-Komponente wie für die SN-Komponente benutzt. Der Wind in Beobachtungshöhe unterliegt der Bodenreibung; deshalb wurde nach den Angaben von Baur und Philipps [8] mit dem für Meeresoberfläche gültigen und nur von der geographischen Breite abhängigen Verhältnis $v_g : v$ multipliziert, um den Austauschkoeffizient für die Schicht oberhalb der Reibungshöhe zu erhalten. Weiter wurde $\varrho = 10^{-3}\,\mathrm{g\,cm}^{-3}$ gesetzt. Die Berechnungen wurden nur nördlich von 30° N durchgeführt, weil im Passatgebiet die ständig vorhandene Windänderung mit der Höhe aus den Bodenbeobachtungen allein nicht zu erkennen und deshalb einigermassen glaubhafte Werte für eine 3 km dicke Schicht nicht zu gewinnen sind.

Abb. 1 enthält das Mittel aus den SN- und WE-Komponenten von $A = \varrho\,(v'^2)_m : \bar{\alpha}$ auf dem Nordatlantischen Ozean im Monat Januar. Das Hauptmerkmal dieser Verteilung ist eine Zone größter Austauschwerte,

die sich von Südwest nach Nordost über den ganzen Atlantischen Ozean erstreckt. Sie verläuft etwa parallel der Lage des Golfstroms oder der Hauptzugstrasse der Zyklonen, bleibt jedoch immer etwa 500 km südlich dieser Linie. Das hat seinen Grund darin, daß die Luftbewegung auf der rechten Seite der Zyklonen sowohl in den Südwestwinden der Vorderseite wie den Nordwestwinden der Rückseite ihre größte Intensität besitzt, während die linke Seite der Zyklonen immer geringere Windstärken aufweist. Das Hauptmaximum innerhalb dieser Zone liegt südlich Island auf der gleichen Breite wie Schottland, d. h. unmittelbar südlich der mittleren Lage des Islandtiefs. Hier wird der Betrag von

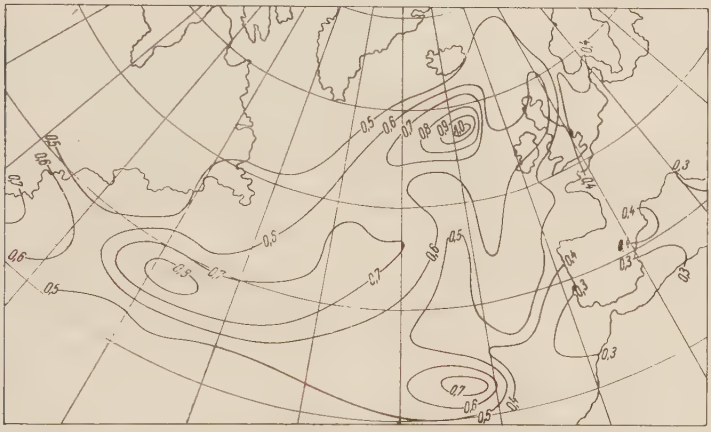

Abb. 1. Mittel aus meridionalem und zonalem Austausch zwischen Boden und 3000 m für Januar. Zahlenwerte in 10^8 g cm^{-1} sec^{-1}.

10^8 cgs-Einheiten erreicht. Ein zweites Maximum mit nahezu $0{,}9 \times 10^8$ cgs findet sich etwa 500 bis 1000 km nordöstlich der Bermudas im Hauptentstehungsgebiet der Zyklonen. In dem Streifen maximalen Austausches bleibt A fast durchweg über $0{,}7 \times 10^8$ und fällt nach beiden Seiten, also sowohl nach der nordamerikanisch-grönländischen Seite wie nach dem Mittelatlantik hin in einer Entfernung von etwa 1000 km auf $0{,}5 \times 10^8$ cgs ab. Ein drittes Maximum mit $> 0{,}7 \times 10^8$ zwischen Azoren und Kanaren liegt in einem Gebiet nicht sehr zahlreicher Beobachtungen und ist durch eine auffallend große Anzahl stürmischer Nordwestwinde bedingt; ein Vergleich mit anderen Monatskarten läßt dieses Maximum etwas zweifelhaft erscheinen.

Als Mittelwert für den Nordatlantik zwischen 30° und 70° ergibt sich $0{,}56 \cdot 10^8$ cgs, in guter Übereinstimmung mit allen seitherigen Angaben. Die Veränderung mit der Breite ist folgende:

φ	30°	35°	40°	45°	50°	55°	60°	65°	70°	
A	0,52	0,56	0,56	0,60	0,60	0,72	0,50	0,44		$\cdot 10^8$ cgs.

Der Vergleich mit den von Lettau [5] für den Polarjahrwinter 1932/33 und für Januar-Februar 1910 angegebenen Kartendarstellungen des meridionalen Austausches läßt die große Ähnlichkeit der Verteilungen erkennen. Allerdings liegt das Hauptmaximum bei ihm nordöstlich von Island mit 2,5 bzw. $1{,}2 \cdot 10^8$ cgs-Einheiten. Die größeren Beträge sind zum Teil durch die Verwendung eines kürzeren Zeitraumes mit schärfer ausgeprägten Einzelwetterlagen, zum Teil auch durch die Darstellung nur der meridionalen Komponente zu erklären, die in diesem Gebiet die überwiegende ist. Jedoch kommt die Zone großer Werte auch bei ihm gut heraus, die sich von dem Hauptmaximum nach Südwesten hin über

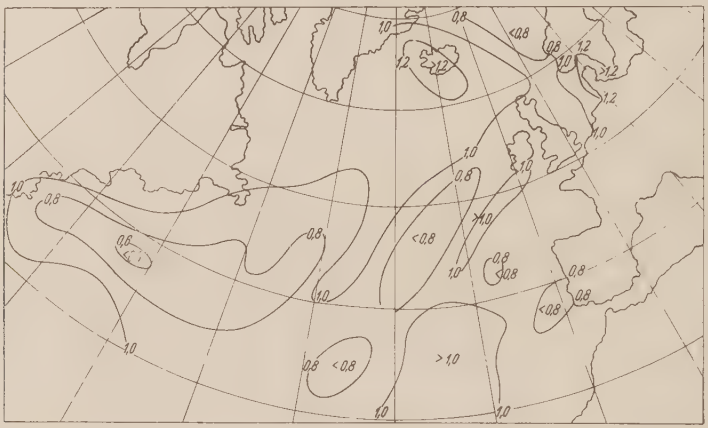

Abb. 2. Verhältnis zwischen Westostkomponente und Nordsüdkomponente der quadratischen Windabweichung am Boden für Januar.

den Atlantik zieht und südlich 40° Breite nach Westen in den amerikanischen Kontinent hinein umbiegt.

Abb. 2 zeigt das Verhältnis der WE-Komponente zur SN-Komponente des Austausches. Dabei ist die Drehung des Windes mit der Höhe nicht berücksichtigt, es ist also unmittelbar der Quotient $(W'^2)_m : (S'^2)_m$ für die Bodenwinde angegeben. Im Mittel über das ganze bearbeitete Gebiet mit Ausnahme der Nebenmeere ist der Austausch in zonaler Richtung etwas geringer als der in meridionaler Richtung, auch sind die Felder mit überwiegendem meridionalem Austausch zahlreicher. Weiterhin erkennt man, daß der westliche Teil des Streifens mit maximalem Austausch geringeren zonalen Austausch als meridionalen hat, daß in diesem Gebiet also Nord- und Südwinde größere Abweichungen der Geschwindigkeiten vom Mittel aufweisen als West- und Ostwinde, während östlich vom 40. Meridian der Betrag in beiden Richtungen ungefähr gleich ist. Mit Annäherung an den europäischen Kontinent scheint die meridionale Komponente überwiegend zu werden, während vor der amerikanischen Küste in allen Breiten, aus denen Beobachtungen vorliegen, der zonale

Austausch die Oberhand gewinnt. Im ganzen ist das Verteilungsbild nicht sehr klar und bedarf wohl weiterer Nachprüfungen.

Die Größe und Verteilung des horizontalen Austausches ist untersucht worden, um den horizontalen Wärme- und Wasserdampftransport und ihre Quell- und Senkgebiete bestimmen zu können. Diese Berechnungen sind noch in Arbeit und werden später veröffentlicht.

Literaturverzeichnis.

1. Schmidt, W.: Der Massenaustausch in freier Luft. Hamburg 1925.
2. Frankenberger, E.: Vortrag Meteorol. Gesellsch. Hamburg 5. 9. 1948.
3. Baur, F.: Meteorol. Z. **49**, 470 (1932). — Ertel, H.: Meteorol. Z. **49**, 477 (1932).
4. Möller, F.: Beitr. Physik fr. Atmosph. **22**, 46 (1935).
5. Lettau, H.: Gerlands Beitr. **39**, 426 (1933) u. **40**, 390 (1933); Beitr. Physik fr. Atmosph. **23**, 45 (1935).
6. Flohn, H.: Polarforschung II/1947 (1948), 143.
7. Höhn, R.: Unveröffentlichtes Manuskript 1947.
8. Baur, F. und H. Philipps: Ann. d. Hydrogr. **66**, 279, 428 (1938).

551.555.3 : 551.515.127

(Aus dem Institut für Meteorologie und Geophysik der Universität Innsbruck.)

Föhnentwicklung durch Höhentiefdruckgebiete.

Von

H. Hoinkes.

Mit 8 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Der zwischen dem 2. und 4. Oktober 1941 in den nördlichen Alpentälern beobachtete Südföhn ist aus den in der Bodenwetterkarte ersichtlichen Luftdruckgradienten nicht zu verstehen. Er verdankt seine Entstehung einem kleinen abgeschlossenen Höhentief, das auf die mittleren Schichten der Troposphäre beschränkt ist, in dessen Strömungsbereich sich der Alpenkamm in den genannten Tagen befindet. Die während dieser Zeit zwischen Süd- und Nordseite der Alpen entstehenden Druckunterschiede sind durch Temperaturunterschiede völlig zu verstehen, die auf die Höhenschicht zwischen 900 und 3700 m beschränkt sind und die durch das unter Kondensation erfolgende Aufsteigen der Luftmassen auf der Südseite der Alpen und das Absinken auf deren Nordseite entstanden sind. Die obere Südströmung kann in diesem Fall erst dann als Föhn bis zum Boden der nördlichen Alpentäler durchbrechen, wenn durch die Einstrahlung die Luft längs der Talhänge auf die potentielle Temperatur der oberen Südströmung erwärmt worden ist. Die Bedeutung dieses Vorganges auch bei normal verlaufenden Föhnfällen ist aus dem täglichen und jährlichen Gang der Föhnhäufigkeit in Innsbruck zu erkennen.

Summary. A case of foehn from the south observed in the northern valleys of the Alps between October 2 and 4, 1941 cannot be accounted for by the pressure gradient taken from the surface weather map. It has its origin in a small, limited high-level depression confined to the medium layers of the troposphere in the range of which the Alpine ridge lays on the above mentioned days. The differences of pressure between the southern and the northern side of the Alps occuring during this period can be perfectly explained by the differences of temperature which were confined to the atmospheric layer between 900 m and 3700 m and caused by the effect of air masses ascending with condensation on the south side and descending on the north side of the Alps. In this case the upper south wind can make its way as foehn to the bottom of the northern Alpine valleys until the air along the valley slopes is heated by insolation to the potential temperature

of the upper southerly current. Also in cases of regular foehn the importance of this process is evident if the daily and yearly variation of foehn frequency at Innsbruck is considered.

Résumé. Le foehn du Sud observé entre le 2 et le 4 octobre 1941 dans les vallées du Nord des Alpes ne peut trouver son explication dans le gradient de pression au sol des cartes isobariques correspondantes. Ce foehn doit son origine à une petite dépression limitée aux couches moyennes de la troposphère et au niveau de laquelle le faîte alpin se trouvait ces jours là. Il est possible d'expliquer entièrement les différences de pression existant alors entre les versants sud et nord des Alpes par les différences de température localisées dans la couche de 900 à 3700 m., et qui ont pour origine l'ascension (avec condensation) des masses d'air au Sud des Alpes et l'affaissement de ces masses au Nord. Le courant supérieur du Sud ne peut dans ce cas atteindre comme foehn les vallées du Nord des Alpes que lorsque l'air des versants s'est réchauffé par irradiation et a atteint de cette manière la température potentielle du courant supérieur méridional. On peut reconnaître l'importance de ce processus, même dans les cas normaux de foehn, dans la variation diurne et annuelle de la fréquence du foehn à Innsbruck.

Abb. 1. Bodendruckverteilung (ausgezogene Linien) und absolute Topographie der 500 mb-Fläche (dünne gestrichelte Linien) am 3. X. 41, 8 Uhr.

Zwischen dem 2. und 4. Oktober 1941 wurde auf der Nordseite der Alpen Südföhn beobachtet bzw. registriert, der eine besondere Betrachtung deshalb verdient, weil die Bodenwetterkarten dieser drei Tage nicht nur keine typische Föhnsituation (vgl. [*1*] Fig. 105 und [*3*] Abb. 8) zeigen, sondern durch ein Luftdruckgefälle von Norden nach Süden charakterisiert werden. Ein ausgedehntes Hochdruckgebiet mit einem Kerndruck über 1030 mb liegt über Mitteleuropa und erstreckt sich nach Westen bis über die Britischen Inseln. Nach Süden nimmt der Druck langsam ab und erreicht über Nordafrika 1015 mb. Abb. 1 zeigt die Bodendruckverteilung vom 3. Oktober 1941, 8 Uhr (entnommen dem „Täglichen Wetterbericht" der Deutschen Seewarte Hamburg, Jhrg. 66, 1941), dem Tag, an dem der Föhn während der dreitägigen Periode am besten entwickelt war. Der Keil hohen Druckes auf der Südseite der Alpen und die Bucht tiefen Druckes auf deren Nordseite, die von der 19 Uhr-Karte des 2. Oktober bis zur 19 Uhr-Karte des 4. Oktober, am deutlichsten wieder auf den Karten des 3. Oktober zu erkennen sind, sind eine Folge des Föhns und können sein Auftreten nicht erklären. Bei im wesentlichen ungeänderter Bodendruckverteilung folgen nach dem Erlöschen des Föhns am 4. Oktober einige Tage herbstlichen Hochdruckwetters im Alpenraum und über ganz Europa.

In Innsbruck, das als sehr „föhnempfindlich" bekannt ist, werden am 2. Oktober Bänke von Altocumulus lenticularis bei Wolkenzug aus SE beobachtet, ohne daß es im Tal zu südlichen Winden kommt. In der Nacht vom 2. zum 3. Oktober ziehen kleine Fractocumuli bereits in geringer Höhe aus SSE und am 3. Oktober erfreuen früh und vormittag besonders schön ausgebildete Altocumuli mit lenticularis-Formen, die zeitweise in mehreren parallelen Bänken mit einer Streichrichtung von WSW nach ENE angeordnet sind, den Beobachter. Die Windregistrierung vom 3. Oktober zeigt im Tal zunächst Westwind von 2 bis 3 Beaufort, bis um 13 Uhr der Föhn mit fühlbarem Temperaturanstieg und

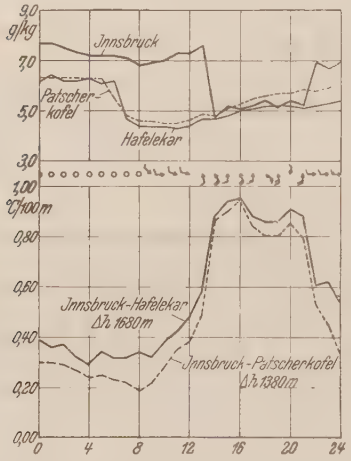

Abb. 2. Temperaturgradienten längs der Hänge zwischen Hafelekar—Innsbruck und Patscherkofel—Innsbruck, sowie spezifische Feuchte am Hafelekar, Patscherkofel und in Innsbruck am 3. X. 41.

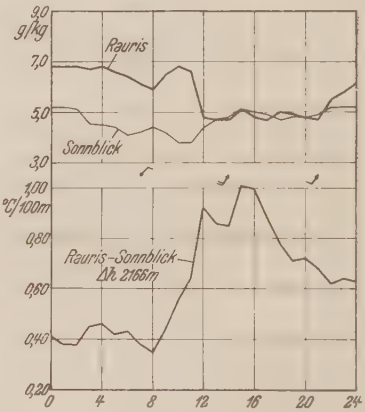

Abb. 3. Temperaturgradienten längs der Hänge zwischen Sonnblick—Rauris und spezifische Feuchte am Sonnblick und in Rauris am 3. X. 41.

schroffem Fall der relativen Feuchte bis zur Talsohle durchbricht und mit 3 bis 4 Beaufort bis 21 Uhr weht, um dann wieder von Westwind abgelöst zu werden. Am 4. Oktober steigt der Föhn um 15 Uhr noch einmal ins Tal herab, um gegen 19 Uhr endgültig zu erlöschen.

Die auf den das Inntal bei Innsbruck (580 m) im Norden und Süden flankierenden Bergketten gelegenen Stationen Hafelekar (2260 m) und Patscherkofel (1960 m) gestatten eine Beweisführung, daß die am 3. und 4. Oktober in Innsbruck registrierten Südwinde tatsächlich Föhnwinde sind, d. h., daß die Stromlinien nach Überschreitung des Alpenhauptkammes über den Patscherkofel bis ins Inntal absinken und danach wieder zum Hafelekar aufsteigen.

Abb. 2 zeigt in ihrem unteren Teil den Verlauf der Temperaturgradienten längs der beiderseitigen Talhänge zwischen Innsbruck—Patscherkofel einerseits und Innsbruck—Hafelekar anderseits am 3. Oktober 1941. Während der Vormittagsstunden wachsen sie von dem gegen 8 Uhr erreichten Minimum von 0,2 bis 0,3° C/100 m (Bodeninversion)

langsam auf Beträge von 0,5 bis 0,6° C/100 m um 13 Uhr an, steigen mit Durchbruch des Föhns ins Tal sprunghaft auf Werte zwischen 0,85 und 0,95° C/100 m und zeigen damit den Eintritt angenähert adiabatischer Verhältnisse an. Erst die um 21 Uhr eintretende Föhnpause ist von einem Absinken der Temperaturgradienten unter 0,5° C/100 m begleitet. Der Verlauf der spezifischen Feuchte (vgl. Abb. 2, oberer Teil) zeigt, daß den annähernd adiabatischen Temperaturgradienten auch praktisch gleiche Werte der spezifischen Feuchte an allen drei Stationen entsprechen. Vor 13 Uhr und nach 21 Uhr ist die Luft im Tal feuchter als an den Höhenstationen. Die gleichen Verhältnisse findet man auch während des kurzen Föhndurchbruches zwischen 15 und 18 Uhr am 4. Oktober.

Für das Stationspaar Sonnblick (3106 m)—Rauris (940 m) ist in Abb. 3 in gleicher Weise der Verlauf des hangnahen Temperaturgradienten und der spezifischen Feuchte dargestellt. Wieder wächst der Temperaturgradient vom Minimum bei 0,35° C/100 m um 8 Uhr auf 0,65° C/100 m um 11 Uhr, um danach sprunghaft angenähert adiabatische Werte zu erreichen. Die spezifische Feuchte in Rauris gleicht sich um 11 Uhr ebenfalls mit steilem Abfall den Werten des Sonnblickgipfels an und bleibt in dieser Übereinstimmung bis 21 Uhr. Zwischen 11 und 21 Uhr muß der Föhn also ins Rauriser Tal herabgestiegen sein, wofür auch die Terminbeobachtungen des Windes in Rauris sprechen (vgl. Tabelle 1). Der Temperaturgradient sinkt schon nach 18 Uhr unter 0,8° C/100 m und beträgt um 21 Uhr nur noch 0,7° C/100 m, obwohl die spezifische Feuchte im Tal und am Sonnblickgipfel noch in Übereinstimmung ist. Es ist in diesem Fall wahrscheinlich, daß in dem engen Rauriser Tal nach Sonnenuntergang infolge der Ausstrahlung (Bewölkung um 21 Uhr $^3/_{10}$) die relativ schwache Föhnströmung auf dem etwa 20 km langen Weg zwischen Sonnblickgipfel und Rauris abgekühlt wird, das Absteigen der Luft also nicht mehr adiabatisch erfolgt. Registrierungen von Temperatur und relativer Feuchte sowie die Terminbeobachtungen des Windes (Tabelle 1) lassen erkennen, daß der Föhn zwischen dem 2. und 4. Oktober auch in andere Alpentäler herabgestiegen ist, so z. B. nach Zell am See (750 m), Vent im Ötztal (1890 m), Hochserfaus im Oberinntal (1820 m), ohne daß in der Bodenwetterkarte ein entsprechender Druckgradient zu erkennen wäre.

Die Gipfelstationen der Alpen melden an den gleichen Tagen frische, zum Teil stürmische Winde aus südlichen Richtungen (vgl. Tabelle 2), die ihre Entstehung einem kleinen, durch aerologische Aufstiege gut belegten abgeschlossenen Höhentief verdanken, das im Niveau der 500 mb-Fläche gut ausgeprägt ist. Es bildet sich (nach dem „Täglichen Wetterbericht" der Deutschen Seewarte) am 1. Oktober über der südlichen Nordsee und verlagert sich bis zum 2. Oktober nach Süden bis ins untere Rhonetal, liegt am 3. Oktober über den Pyrenäen (vgl. Abb. 1, dünne gestrichelte Linien), am 4. Oktober in der südlichen Biskaya und ist bis zum 5. Oktober abgeschwächt über dem Westausgang des Kanals angelangt, von wo es sich wahrscheinlich weiter nach Norden verlagert. Zwischen dem 2. und

Tabelle 1. *Richtung und Stärke des Bodenwindes an*

1941 Oktober		Rauris	Zell am See	Innsbruck	Vent	Hochserfaus
	8	SW 2	N 2	C 0	C 0	C 0
2.	14	SW 3	S 1	NE 1	NE 2	NE 1
	19	—	—	NE 2	—	—
	21	SW 3	C 0	E 1	C 0	W 1
	8	NE 2	S 3	WSW 1	SW 2	C 0
3.	14	SW 4	SE 3	SSW 4	SW 3	SE 2
	19	—	—	S 3	—	—
	21	SW 2	C 0	NNW 3	SW 2	W 1
	8	SW 2	S 3	NE 2	SW 1	W 1
4.	14	SW 3	C 0	W 2	SW 2	SSE 3
	19	—	—	ENE 3	—	—
	21	SW 2	C 0	ESE 1	C 0	WSW 2

4. Oktober liegt der Alpenraum im Strömungsbereich dieses Höhentiefs, das durch eine kalte Troposphäre im Meeresniveau über dem Kontinent restlos kompensiert ist und dessen Existenz aus der Betrachtung der Bodendruckverteilung nur am 4. und 5. Oktober über der Biskaya vermutet werden könnte. Den besten Hinweis auf sein Vorhandensein gibt ein sonst nur schwer zu verstehendes Schlechtwettergebiet, das sich mit teilweise gewittrigen Regenschauern auf der Bahn des Höhentiefs verlagert.

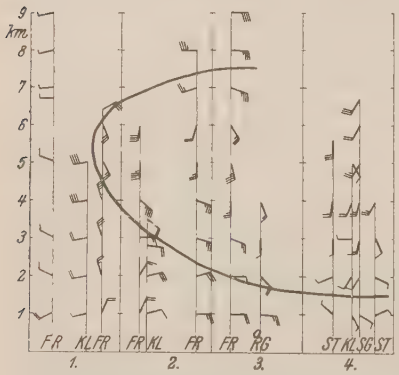

Abb. 4. Höhenwinde nach Pilotballonbeobachtungen über dem Alpenraum vom 1. bis 4. X. 41. FR = Freiburg, KL = Klagenfurt, RG = Regensburg, ST = Straßburg, SG = Stuttgart.

Die zyklonale Zirkulation besteht zuerst in den mittleren Schichten der Troposphäre und erfaßt von dort aus langsam die tieferen Schichten. Aus Tabelle 2 ist ersichtlich, daß am 2. Oktober früh zunächst nur die Bergstationen bis 3000 m herab (Jungfraujoch, Sonnblick, Zugspitze) südliche Winde beobachten, während die Höhen zwischen 3000 und 2000 m (Säntis, Hafelekar, Obir und Patscherkofel) erst im Laufe des 2. Oktober bzw. bis zum 3. Oktober von der Südströmung erfaßt werden. Die Höhenwindbeobachtungen mittels Pilotballon im Bereich der Alpen (vgl. Abb. 4) zeigen erstmalig in den Abendstunden des 1. Oktober südliche Richtungen oberhalb 4000 m, die in Übereinstimmung mit den Beobachtungen der Bergstationen im Laufe des 2. Oktober die Schichten bis 2 km herab erfassen. Ihre Untergrenze liegt am 3. und 4. Oktober bei etwa 1,5 km Höhe.

alpinen Talstationen vom 2. bis 4. X. 1941.

1941 Oktober		Zermatt	Salzburg	München	Friedrichshafen	Zürich
	8	NE 1	C 0	SSW 1	ENE 2	N 1
2.	14	NE 1	N 2	ENE 4	NNE 4	NNE 2
	19	—	N 2	ENE 2	NE 4	NNE 1
	21	—	—	—	—	—
	8	NE 1	C 0	ESE 3	NE 2	ENE 1
3.	14	N 1	NW 2	N 1	NE 2	NNW 2
	19	—	WNW 1	ENE 1	N 2	NNW 1
	21	—	—	—	—	—
	8	SW 1	SE 1	—	C 0	ESE 1
4.	14	SW 2	NW 1	C 0	NNE 2	NNW 1
	19	—	C 0	NNE 3	C 0	C 0
	21	—	—	—	—	—

Vom 2. Oktober an ragt somit die Alpenkette als Hindernis in die Südströmung. Auf der Südseite der Alpen muß es zu einer erzwungenen aufsteigenden, auf der Alpennordseite zu einer absteigenden Strömungskomponente kommen. Diese Vorgänge sind aus den Wolkenformen klar zu erkennen. So werden nach den Klartexten der Münchener Flugzeugaufstiege am 2. und 3. Oktober über einer 1000 bis 1200 m mächtigen Hochnebeldecke am Südhorizont verbreitet Cs- und Ac-Schichten beob-

Tabelle 2. *Richtung und Stärke des Höhenwindes an alpinen Gipfelstationen vom 1. bis 5. X. 1941.*

1941 Oktober		Obir 2044 m	Sonnblick 3106 m	Hafelekar 2260 m	Patscherkofel 1960 m	Zugspitze 2962 m	Säntis 2500 m	Jungfraujoch 3578 m
	8	WSW 2	WSW 4	—	—	N 2	W 4	NW 5
1.	14	SW 3	SW 3	—	—	NW 3	WNW 4	NW 3
	19	WSW 2	W 1	—	—	NW 2	NNW 2	NW 4
	8	NE 4	WSW 3	C 0	C 0	SSE 4	E 4	SE 9
2.	14	ENE 3	S 4	S 5	S 4	SSE 2	SE 4	SE 8
	19	ENE 3	SW 5	S 5	SE 4	SSE 5	ESE 3	SE 7
	8	C 0	SW 7	S 6	S 7	S 1	SSE 5	SE 7
3.	14	S 2	SW 7	S 7	S 7	SSE 4	SE 6	SE 7
	19	S 2	SW 6	S 5	S 4	SSE 2	S 4	SE 7
	8	SW 5	WSW 7	S 4	S 4	—	SW 4	SE 6
4.	14	SSE 3	WSW 7	S 4	S 6	SSW 2	S 4	SE 6
	19	C 0	WSW 4	S 4	S 5	C 0	S 5	SE 7
	8	C 0	W 3	—	—	SSW 1	WSW 2	SE 5
5.	14	S 3	N 2	—	—	SSE 2	SSW 4	SE 5
	19	C 0	WNW 1	—	—	SSE 2	SW 1	NW 2

achtet, während der Himmel im Zenit bis auf einige Ac lent und Ci lent wolkenlos ist. Der Klartext vom 4. Oktober meldet: „Nord- und Zentralalpen frei, Südalpen Stau bis etwa 3000 m." Die Schweizer Bergstationen Säntis, Rigi und Pilatus melden vom 2. bis 4. Oktober ein Nebelmeer mit 1400 bis 1000 m Obergrenze, darüber zeitweise stark wolkigen Himmel.

Auf der Südseite des Alpenhauptkammes ist der Himmel am 2. Oktober mit mittelhohen Wolken fast bedeckt, Klagenfurt und Lugano melden um 19 Uhr Regen. In Lugano regnet es auch am 3. Oktober, während Klagenfurt nur starke Bewölkung in mittelhohen und tiefen Schichten beobachtet. Erst am 4. Oktober läßt in Lugano der Regen nach, in Klagenfurt heitert es bis zum Abend auf. Heiteres oder wechselnd wolkiges Wetter herrscht zwischen dem 2. und 4. Oktober nur in den inneren Tälern auf der Nordseite des Alpenhauptkammes, wie die registrierte Sonnenscheindauer einiger alpiner Stationen erkennen läßt (vgl. Tabelle 3). Während auf der Alpensüdseite die starke Bewölkung und die Niederschläge als eine Folge des erzwungenen Aufsteigens der Luftmassen angesehen werden muß (eine im „Täglichen Wetterbericht" der Deutschen Seewarte über Oberitalien eingezeichnete Luftmassengrenze wirkt wenig überzeugend), handelt es sich bei der geschlossenen Wolkendecke über dem nördlichen Alpenvorland um eine antizyklonale Hochnebeldecke unter einer starken Temperaturinversion, die beispielsweise über München am 3. Oktober 8 Uhr durch einen Temperaturanstieg von 8° C bei 900 m auf 15,7° C bei 1200 m in Erscheinung tritt.

Tabelle 3. *Sonnenscheindauer in Stunden vom 2. bis 4. X. 1941.*

1941 Oktober	Zell am See	Innsbruck	Vent	Hochserfaus	Arosa	Sion	Zürich	Luzern	Lugano
2.	4,9	3,9	4,1	5,7	6,0	1,8	0,3	0,1	1,0
3.	6,6	1,1	2,7	2,9	1,9	3,5	0,0	0,0	0,0
4.	7,4	8,6	6,8	8,4	1,1	6,7	3,0	3,0	0,1

Mit dem Herabgreifen der südlichen Winde unter die Kammhöhe der Alpen etwa ab 2. Oktober mittags, also mit dem Beginn des Aufsteigens der Strömung auf der Südseite, des Absteigens auf der Nordseite der Alpen, beginnt der Druck auf der Südseite zu steigen, auf der Nordseite zu fallen. Abb. 5 zeigt die unter Verwendung von 20 Stationen abgeleitete 24stündige Bodendruckänderung vom 2. auf 3. Oktober 14 Uhr. Die Null-Isallobare verläuft längs des Alpenhauptkammes von der Rhonemündung nach Wien und trennt ein Drucksteiggebiet, dessen Zentrum mit etwa + 2,5 mb über dem Alpensüdrand liegt, von einem Druckfallgebiet, das mit etwa — 5,0 mb über den nördlichen Alpentälern und dem nördlichen Alpenvorland am intensivsten ist. Infolge dieser Druckänderung tritt die bei Föhn bekannte Z-förmige Deformierung der Isobaren

über den Alpen auf, deren Entwicklung sich am Beispiel der Isobare 1025 mb in Abb. 6 gut verfolgen läßt. Die am 2. Oktober 14 Uhr noch ungestört von Westen nach Osten über die Alpen verlaufende Isobare läßt bereits um 19 Uhr des gleichen Tages über den Ostalpen den Beginn der Deformierung erkennen, die am 3. Oktober 19 Uhr ihr größtes Ausmaß erreicht, um sich dann mit dem Nachlassen der Südströmung in der Höhe wieder einem ungestörten, mehr nordwest-südöstlichen Verlauf anzunähern.

Abb. 5. Änderung des Bodendruckes in mb vom 2. bis 3. X. 41, 14 Uhr.

Das der Großwetterlage entsprechende nord-südliche Druckgefälle wird durch diese Vorgänge im Umkreis der Alpen in ein süd-nördliches Gefälle umgewandelt. Tabelle 4 zeigt die Luftdruckdifferenz im Meeresniveau zwischen Salzburg—Klagenfurt einerseits und Zürich—Lugano anderseits. Das nord-südliche Druckgefälle (positive Differenz) wird auf der Linie Salzburg—Klagenfurt am 2. Oktober zwischen 14 und 19 Uhr von einem süd-nördlichen Gefälle (negative Differenz) abgelöst. Auf der Linie Zürich—Lugano erfolgt der Vorzeichenwechsel zwischen den Beobachtungen vom 2. Oktober 19 Uhr und 3. Oktober 8 Uhr. Das süd-nördliche Druckgefälle bleibt am 3. und 4. Oktober bestehen, das ist, solange sich der Alpenraum im Bereich der Zirkulation des Höhentiefs befindet; erst im Laufe des 5. Oktober wird das der Großwetterlage entsprechende nord-südliche Druckgefälle wiederhergestellt.

Abb. 6. Lage der Isobare 1025 mb vom 2. X. 14 Uhr bis 3. X. 41, 19 Uhr.

Die Beträge der auf das Meeresniveau reduzierten Druckdifferenz sind von einer Größenordnung, die ihre Entstehung durch thermodynamische Vorgänge in der unteren Hälfte der Troposphäre durchaus möglich erscheinen läßt. Die aerologischen Aufstiege vom 2. und 3. Oktober 7 Uhr in Klagenfurt und München ermöglichen eine Untersuchung, welcher Art die Druckdifferenzen zwischen Süd- und Nordseite der Alpen sind. Die im „Täglichen Wetterbericht" der Deutschen Seewarte enthaltenen Aus-

Tabelle 4. *Luftdruckdifferenz in mb im Meeresniveau zwischen Salzburg—Klagenfurt und Zürich—Lugano vom 1. bis 5. X. 1941.*

1941 Oktober	Salzburg — Klagenfurt			Zürich — Lugano		
	8	14	19	8	14	19
1.	— 0,6	+ 3,0	+ 3,5	+ 0,8	+ 5,3	+ 7,7
2.	+ 2,5	+ 0,2	— 2,7	+ 1,0	+ 0,4	+ 1,7
3.	— 3,1	— 6,0	— 6,5	— 1,2	— 4,2	— 2,6
4.	— 2,7	— 0,6	+ 1,2	— 2,0	— 3,4	— 1,6
5.	— 1,4	+ 1,2	+ 1,4	— 0,7	— 0,8	0,0

wertungen dieser Aufstiege nach Höhe und Temperatur der Hauptisobarenflächen wurden nachgerechnet[1] und die Geopotentialdifferenz zwischen 1000 und 500 mb-Fläche über Klagenfurt am 2. Oktober von 5423 in 5421 dynamische Meter und am 3. Oktober von 5463 in 5460 dyn. Meter geändert. Diese Änderung ist gering und liegt noch innerhalb der Grenzen der Auswertegenauigkeit.

Tabelle 5 enthält in der ersten Spalte die auf das Meeresniveau reduzierten Luftdruckwerte an beiden Stationen am 2. und 3. Oktober, in der zweiten Spalte die Höhe der 500 über der 1000 mb-Fläche in dynamischen Metern. Aus diesen Werten wurde gemäß der statischen Grundgleichung die virtuelle Mitteltemperatur der zwischen den Druckflächen 1000 und 500 mb über den Stationen liegenden Luftmassen nach der Formel

$$T_m = \frac{g\,z}{R\,(\ln p_0 - \ln p_1)}$$

berechnet. Das Ergebnis ist in der dritten Spalte der Tabelle 5 enthalten. Am 2. Oktober ist der Bodendruck in München um 1,3 mb

Tabelle 5. *Luftdruck und barometrische Mitteltemperatur zwischen 1000 und 500 mb am 2. und 3. X. 1941 über München und Klagenfurt.*

		p beobachtet mb	$g \cdot z$ 1000—500 mb dyn. m.	$\overline{T}_v$ 1000—500 mb °K	p aus $\overline{T}_v$ berechnet mb
2. Okt. 8h	München	1028,5	5410	271,95	
	Klagenfurt ..	1027,2	5421	272,50	
	Δ	+ 1,3	— 11	— 0,55	+ 1,4
3. Okt. 8h	München	1024,8	5492	276,08	
	Klagenfurt ..	1029,1	5460	274,47	
	Δ	— 4,3	+ 32	+ 1,61	— 4,1
2./3. Okt. 8h	München	— 3,7	+ 82	+ 4,13	— 10,8
	Klagenfurt ..	+ 1,9	+ 39	+ 1,97	— 5,2

[1] Die markanten Punkte der Klagenfurter Radiosonden, die im „Täglichen Wetterbericht" nicht enthalten sind, wurden mir freundlicherweise von Herrn Prof. Dr. F. STEINHAUSER zur Verfügung gestellt.

höher, die Mitteltemperatur um 0,55° C niedriger als in Klagenfurt; am 3. Oktober dagegen hat München bei einem um 4,3 mb niedrigeren Bodendruck einen Temperaturüberschuß von 1,61° C über Klagenfurt. Es ist dabei bemerkenswert, daß die Troposphäre über Klagenfurt nur zwischen den Isobarenflächen 915 bis 650 mb, entsprechend 900 bis 3700 m Höhe kälter ist, während die Mitteltemperatur der Schichten unterhalb 900 m sowie oberhalb 3700 m über München und Klagenfurt praktisch gleich sind. Dieser Umstand spricht entschieden dafür, daß der Temperaturunterschied zwischen der Süd- und der Nordseite der Alpen am 3. Oktober durch ein erzwungenes Aufsteigen der Luftmassen auf der Südseite bis zur Kammhöhe (3000 m) und durch ein Absinken auf der

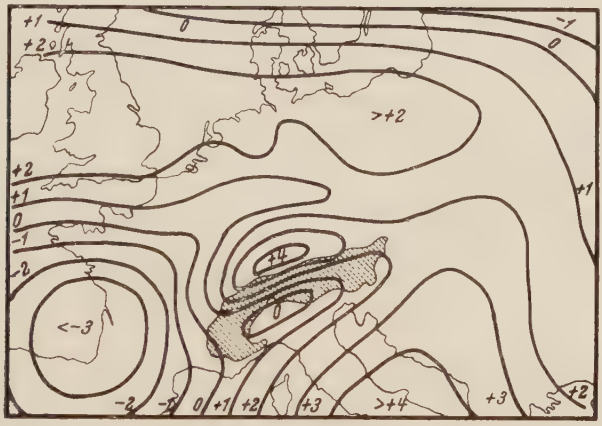

Abb. 7. Mitteltemperatur in Grad C der unteren Troposphäre zwischen den Druckflächen 1000 und 500 mb am 3. X. 41, 8 Uhr.

Nordseite hervorgerufen wird. Abb. 7 zeigt deutlich, daß die Wärmeinsel in der unteren Troposphäre auf der Alpennordseite und die Kältezunge auf der Alpensüdseite entsprechend ihrer Entstehung räumlich sehr engbegrenzte Gebiete umfassen. Damit in Übereinstimmung zeigt sich im Niveau der 800 mb-Fläche (etwa 2000 m Höhe) am 3. Oktober früh über den Alpen eine ausgesprochene Süd- bis SSE-Strömung.

Zur Untersuchung der Frage, ob die in der unteren Troposphäre zwischen München und Klagenfurt gemessene Temperaturdifferenz ausreichend ist, um die beobachteten Bodendruckunterschiede zwischen beiden Stationen zu verstehen, kann in der differenzierten statischen Grundgleichung der Druckunterschied an der Obergrenze der betrachteten Luftschicht bei 500 mb gleich Null gesetzt werden, so daß sich die rein thermisch verursachte Druckdifferenz am gleichen Tag zwischen den beiden Stationen aus der Formel

$$\Delta p_0 = -\frac{g \cdot z \cdot p_0 \cdot \Delta T_m}{R \cdot T_m^2}$$

ergibt, wenn man die Daten der einen Station und den Temperaturunterschied zwischen beiden Stationen einsetzt. Nachdem die Mitteltemperatur zwischen den Flächen 1000 und 500 mb verwendet wird, wurde die Druckänderung für das Niveau 1000 mb berechnet und auf Meeresniveau reduziert. Das Ergebnis ist in Tabelle 5, Spalte 4 enthalten. Am 2. Oktober 8 Uhr beträgt die beobachtete Druckdifferenz München—Klagenfurt + 1,3 mb, während die Rechnung + 1,4 mb ergibt; am 3. Oktober 8 Uhr werden — 4,3 mb beobachtet und — 4,1 mb berechnet. Der Unterschied zwischen beobachteter und aus dem Temperaturunterschied berechneter Druckdifferenz ist klein und beträgt + 0,1 mb am 2. Oktober bzw. + 0,2 mb am 3. Oktober.

In gleicher Weise kann man die Auswirkung der über München und Klagenfurt vom 2. auf 3. Oktober eingetretenen Änderung der Mitteltemperatur der unteren Troposphäre auf den Bodendruck bestimmen. Die über München zwischen den Druckflächen 1000 und 500 mb beobachtete Erwärmung um 4,13° C müßte auf das Meeresniveau reduziert einen Druckfall von — 10,8 mb hervorrufen, während nur ein Druckfall von — 3,7 mb beobachtet wird. Es erweist sich daher als notwendig, einen aus Atmosphärenschichten oberhalb der 500 mb-Fläche stammenden (oder nicht thermisch bedingten) Druckanstieg anzunehmen, der im Meeresniveau einen Betrag von + 7,1 mb erreicht. Die über Klagenfurt vom 2. auf 3. Oktober zwischen den Druckflächen 1000 und 500 mb beobachtete Temperaturerhöhung um 1,97° C müßte einen auf das Meeresniveau reduzierten Druckfall von — 5,2 mb hervorrufen, während tatsächlich ein Druckanstieg von + 1,9 mb eintritt. Auch über Klagenfurt muß somit ein aus Schichten oberhalb 500 mb stammender Druckanstieg angenommen werden, der im Meeresniveau ebenfalls den Betrag + 7,1 mb erreicht.

Die gleiche Größe der aus Schichten oberhalb 500 mb überlagerten (bzw. nicht thermisch bedingten) Druckänderung über beiden Stationen läßt den Schluß zu, daß die am Boden beobachteten Druckunterschiede allein durch Temperaturunterschiede der Luftschichten zwischen Boden und 500 mb zu erklären sind. Rechnet man statt mit den korrigierten Werten mit den im „Täglichen Wetterbericht" enthaltenen Geopotentialdifferenzen zwischen 1000 und 500 mb-Fläche für Klagenfurt im Betrag von 5423 dyn. m am 2. Oktober und 5463 dyn. m am 3. Oktober, dann erhält man als Unterschied zwischen beobachteter und berechneter Druckdifferenz zwischen München und Klagenfurt am 2. Oktober + 0,4 mb und am 3. Oktober + 0,5 mb. Man könnte diese ebenfalls geringe Differenz am 2. Oktober auf eine zu große, am 3. Oktober auf eine zu kleine Temperaturdifferenz zwischen München und Klagenfurt zurückführen. Mißt man den Münchener Flugzeugaufstiegen das größere Gewicht bei, dann genügt zur Erklärung dieser Abweichung die Annahme einer um 0,2 bis 0,3° C zu hohen Mitteltemperatur der Klagenfurter Radiosonde, die als Trägheitswirkung des Thermometers der rascher steigenden Radiosonde ebenfalls durchaus möglich erscheint. Die nach der Korrektur der Klagenfurter Aufstiegsauswertungen verbleibenden

Restabweichungen zwischen beobachteter und berechneter Druckdifferenz zwischen München und Klagenfurt von + 0,1 mb am 2. Oktober und + 0,2 mb am 3. Oktober sprechen ebenfalls in diesem Sinne. Die am Boden zwischen Süd- und Nordseite der Alpen am 2. und 3. Oktober beobachteten Druckunterschiede können somit als Wirkung des Aufsteigens der Luftmassen auf der Südseite und föhnigen Absinkens auf der Nordseite der Alpen völlig befriedigend erklärt werden.

Der hier behandelte Fall hat große Ähnlichkeit mit dem von R. Scherhag [5] bereits ausführlich untersuchten Höhentief, das am 13. und 14. Dezember 1935 von Osten kommend über die Alpen zog, und dessen Zirkulation, wie aus den Beobachtungen an den Bergstationen der Alpen (vgl. Tabelle 1 bei Scherhag, S. 31) hervorgeht, die Schichten bis etwa 2000 m herab beeinflußt hat. Die Druckverteilung war in gleicher Weise durch ein Hochdruckgebiet über Mitteleuropa und ein recht kräftiges und ausgedehntes Tief über dem mittleren Mittelmeer gekennzeichnet, ohne eine Andeutung des Höhentiefs erkennen zu lassen. Dieses nord-südliche Druckgefälle wurde auch damals während der Dauer der Südströmung über den Alpen lokal in ein süd-nördliches Gefälle umgekehrt, wie Tabelle 6 zeigt. Der Himmel war auf der Südseite der Alpen bedeckt, in den nördlichen Alpentälern aber wolkenlos oder nur leicht mit Ac lent bewölkt und der Wettercharakter bei Wolkenzug aus Süd deutlich föhnig, ohne daß jedoch damals die obere Südströmung als Föhn bis ins Tal durchgebrochen wäre.

Tabelle 6. *Luftdruckdifferenz in mb im Meeresniveau zwischen Salzburg –Lienz vom 12. bis 15. XII. 1935.*

1935 Dezember	Salzburg — Lienz		
	7	14	21
12.	+ 4,9	+ 6,1	+ 1,9
13.	— 3,2	— 5,0	— 7,5
14.	— 6,3	— 2,1	— 5,9
15.	+ 0,1	+ 2,3	— 0,3

Welche Umstände ermöglichen der oberen Südströmung am 3. und 4. Oktober ein Herabsteigen als Föhn bis in die Täler der Alpennordseite? Aus Abb. 4 ist ersichtlich, daß die Südströmung in der freien Atmosphäre über dem nördlichen Alpenvorland am 3. und 4. Oktober nur bis etwa 1,5 km herabreicht, d. h. gradientbedingt ist. Alle Bodenstationen des nördlichen Alpenvorlandes melden an den genannten Tagen Winde mit nördlicher Komponente, d. h. also gegen den Alpenkamm gerichtete, wie das aus der Bodendruckverteilung auch erwartet werden kann (vgl. Tabelle 1, Salzburg, München, Friedrichshafen, Zürich). Nur Stationen in den inneren Tälern der Nordalpen beobachten zwischen dem 2. und 4. Oktober südliche Winde, so daß die Ursache für dieses ungewöhnliche Herabsteigen des Föhns in den inneren Alpentälern selbst gesucht werden muß.

Nur hier ist, wie schon erwähnt und wie auch aus Tabelle 3 hervorgeht, das Wetter im Gegensatz zu den Stationen des nördlichen oder südlichen Alpenvorlandes zwischen dem 2. und 4. Oktober meist heiter und es tritt keine Hochnebelbildung oder geschlossene Bewölkung auf Die Einstrahlung kann daher tagsüber ziemlich ungehindert wirken und vorwiegend die hangnahen Luftschichten soweit erwärmen, bis die Temperaturgradienten längs der Hänge sich dem adiabatischen Wert nähern und die Südströmung aus der Höhe ohne großen Energieaufwand mit der in den Tälern befindlichen Luft in Austausch treten kann. Die Talhänge sind in diesem Fall nicht nur mechanische, sondern auch thermodynamische Leitflächen für den Föhn und ermöglichen sein Herabsteigen bis zur Talsohle, auch ohne daß die Talluft ins Alpenvorland abfließt, für welchen Vorgang in diesem Falle keine geeigneten Luftdruckgradienten am Boden vorhanden sind.

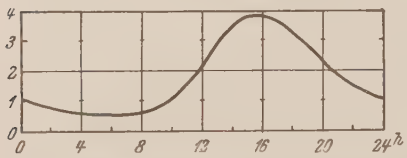

Abb. 8. Mittlere Zahl der Föhnstunden pro Monat in den einzelnen Tagesstunden in Innsbruck. (Jahresmittel 1916—30, nach Ekhart.)

A. Wagner [6] hat für das Durchgreifen des Föhns am 29. November 1929 bis zur Talsohle den gleichen Vorgang als ausschlaggebend gefunden. Temperaturmeßfahrten an diesem Tage mit einem praktisch trägheitslosen Widerstandsthermometer längs der Innsbrucker Nordkettenseilbahn haben das allmähliche Tiefergreifen des adiabatischen Temperaturgradienten längs des Hanges gezeigt. Eine nur 60 m mächtige kalte Bodenschicht verzögerte den Durchbruch der Föhnströmung bis zur Talsohle drei Stunden, bis die Ende November schon recht schwache Einstrahlung diese Luft auf die potentielle Temperatur der Föhnströmung erwärmen konnte. „Erst dann war die zum Durchmischen oder Aufsaugen der ruhenden Bodenschicht nötige Arbeit verschwindend klein."

Am 13. und 14. Dezember 1935 dürfte die Einstrahlung bereits zu schwach gewesen sein, um die während der langen Winternacht durch Ausstrahlung gebildete hochreichende Kaltluft von der Talsohle her genügend zu erwärmen; so daß es damals nicht zu einem Durchbruch des Föhns bis zur Talsohle kommen konnte, zumal ein horizontales Abströmen der Luft aus den Alpentälern auch unmöglich war.

Der Föhn vom 2. bis 4. Oktober 1941 zeigt, daß in seltenen Fällen auch ohne ein vorheriges horizontales Abfließen der Luftmassen aus den nördlichen Alpentälern eine obere Südströmung als Föhn bis zur Sohle dieser Täler durchgreifen kann, wenn die Einstrahlung stark genug ist, um die Temperaturgradienten längs der Hänge dem adiabatischen Wert genügend anzunähern. Daß dieser Vorgang auch bei normal verlaufenden Föhnfällen von Bedeutung ist, zeigt der von E. Ekhart [2] ermittelte Tagesgang der Föhnhäufigkeit in Innsbruck (vgl. Abb. 8). Ihr Maximum fällt eindeutig in die Zeit der größten Einstrahlung und damit auch der normalerweise größten vertikalen Temperaturgradienten. Darauf, daß dieser Zusammenhang ein ursächlicher ist, in dem Sinne, daß die unter-

tags größeren vertikalen Temperaturgradienten das Herabsteigen des Föhns bis zur Talsohle erleichtern, hat bereits E. Ekhart aus der Tatsache, daß gerade im Sommer die Föhnhäufigkeit am Nachmittag besonders stark überwiegt, geschlossen. Im Winter ist der tägliche Gang der Föhnhäufigkeit viel ausgeglichener, Nachtföhn also wesentlich häufiger.

Auch der bemerkenswerte jährliche Gang der Föhnhäufigkeit im Inntal bei Innsbruck [*2*] mit einem ausgeprägten Maximum im März-April, einem sekundären Maximum im Oktober und einem deutlichen Minimum im Winter ist aus der Überlagerung des jährlichen Ganges der Häufigkeit der föhnerzeugenden Depressionen über dem Nordwestteil von Europa und des jährlichen Ganges der vertikalen Temperaturgradienten in den Alpentälern zu verstehen. Die relativ seltenen, aber sehr eindrucksvollen Föhnfälle im Winter, die die Talsohle erreichen, kommen nur dann zustande, wenn im Sinne H. v. Fickers die Luft aus den nördlichen Alpentälern bis auf geringe Reste abgesaugt wird. Die Luftschichtung ist in den Alpentälern im Winter durch die langwirkende nächtliche Ausstrahlung so stabil, daß besonders bei Vorhandensein einer Schneedecke die Einstrahlung praktisch ohne Wirkung auf das vertikale Temperaturgefälle bleibt. Im Frühjahr ändert sich das Bild stark durch den Umstand, daß bei meist schneefreier Talsohle aber noch winterlichen Verhältnissen in der Höhe die rasch zunehmende Einstrahlung die Temperaturgradienten längs der Hänge während des Tages stark anwachsen läßt. Einer Untersuchung von F. Innerebner [*4*] kann man entnehmen, daß die Temperaturgradienten längs der Talhänge im Inntal bei Innsbruck, abgesehen von der untersten häufig gestörten Schicht, im Frühjahr die größten Werte erreichen, und zwar in gleicher Weise an heiteren, trüben und Föhntagen, sowie im Mittel aller Tage. Nur die unterste Schicht der Talatmosphäre zwischen der Talsohle (580 m) und etwa 900 m Seehöhe weist im Sommer die größten Temperaturgradienten auf. Dadurch wird im Verein mit der bereits abnehmenden Zyklonentätigkeit das starke Frühjahrsmaximum der Föhnhäufigkeit im Tal hervorgerufen. Die im Herbst wieder rasch zunehmende Zyklonentätigkeit kann nur ein sekundäres Maximum der Föhnhäufigkeit im Tal bewirken, weil die Schichtung der Talatmosphäre im Herbst wesentlich stabiler ist als im Frühjahr, welcher Umstand gegen den Winter an Wirksamkeit stärker zunimmt, als die wachsende Zyklonenfrequenz.

In diesem Sinne spricht auch die prozentuale Häufigkeit der Südwinde am Patscherkofel, die, wie Tabelle 7 erkennen läßt, das Maximum

Tabelle 7. *Prozentuale Häufigkeit von Südwind nach den Terminbeobachtungen am Patscherkofel und in Innsbruck.*

	I	IV	VII	X	Jahr
Patscherkofel 1960 m 1929 –37 .	37,4	34,1	16,6	39,1	30,7
Innsbruck 580 m 1931—40	4,7	10,6	3,6	8,0	6,0

im Herbst und Winter erreicht und jedenfalls keine ausgesprochene Bevorzugung des Frühjahres zeigt.

Literaturverzeichnis.

1. Defant, A.: Wetter und Wettervorhersage, 2. Aufl., Wien 1926.
2. Ekhart, E.: Einiges zur Statistik des Innsbrucker Föhns. Met. Z. **49**, 452 (1932).
3. Ficker H. v. und B. de Rudder: Föhn und Föhnwirkungen (Probleme der Bioklimatologie, Bd. I), Leipzig 1943.
4. Innerebner, F.: Über den Einfluß der Exposition auf die Temperaturverhältnisse im Gebirge. Met. Z. **50**, 337 (1933).
5. Scherhag, R.: Ein Grenzfall atmosphärischer Steuerung: die Bodenisobaren steuern ein Höhentief. Ann. Hydrogr. **65**, 27 (1937).
6. Wagner, A.: Über die Feinstruktur des Temperaturgradienten längs Berghängen. Z. Geophys. **6**, 310 (1930).

551.576.1 : 551.510.5

Die Bedeutung des Schichtenbaues der Troposphäre für die Aufstellung von Wolkensystemen.

Von

K. Schneider-Carius, Bad Kissingen.

Zusammenfassung. Synoptische Wolkensysteme bezwecken die Zusammenfassung regelmäßig auftretender Wolkenfolgen, die dann eine Wettervorschau gestatten. Das Wolkensystem nach STÜVE als eine Fortsetzung desjenigen von BJERKNES gilt als durch die Erfahrungen des Wetterfluges überholt. Von Bedeutung sind noch die Wolkensysteme nach SCHINZE-SIEGEL, SCHWERDTFEGER, WEHRLÉ. Es wird das Auftreten der Grundschicht nachgewiesen an Hand der Wolkenhöhen der deutschen aerologischen Statistik. Die genannten Wolkensysteme werden daraufhin untersucht, wieweit sie das Auftreten der Grundschicht berücksichtigen. Dies ist besonders der Fall in den Wolkensystemen von SCHWERDTFEGER und WEHRLÉ, hier besonders in den Verbesserungen, die der französische Wetterdienst eingeführt hat. Die „Ansichten des tiefen Wolkenhimmels" werden für die Himmelserscheinungen der gemäßigten Zone geordnet nach den Typen der Grundschicht besprochen und die besten Beispiele hierfür nach dem „Internationalen Wolkenatlas" aufgeführt. Die gleiche Aufgabe wird durchgeführt für die Tropen an Hand des „Atlas der tropischen Wolken". Die Untersuchung hat ergeben, daß eindeutige Beziehungen zwischen den verschiedenen Schichten des „tiefen Wolkenhimmels" und den Typen der Grundschicht bestehen, so daß umgekehrt diese Typeneinteilung zu einer Klassifizierung der Himmelsansichten benutzt werden kann. Es kann also der „tiefe Wolkenhimmel" nach aerologischen Gesichtspunkten unterteilt werden. Die vorgelegten Grundschichttypen können sowohl den Wolkenhimmel der gemäßigten Breiten als auch den der Tropen beschreiben. In den Tropen fehlt der Regenwettertyp als Auflösungstyp der Grundschicht, sonst bestehen keine grundsätzlichen Unterschiede im Auftreten der einzelnen Grundschichttypen.

Résumé. Les études synoptiques de systèmes nuageux ont pour but de déceler les successions nuageuses régulières permettant une prévision du temps. Le système nuageux du type de STÜVE complétant celui de BJERKNES est considéré aujourd'hui comme insuffisant après les expériences faites en avion; les systèmes de SCHINZE et SIEGEL, de SCHWERDTFEGER et de WEHRLÉ sont encore valables. On prouve l'existence d'une couche nuageuse fondamentale sur la base des mesures de hauteur de nuages de la statistique aérologique allemande. On examine dans quelle mesure les systèmes nuageux

ci-dessus tiennent compte de la présence de cette couche de base: c'est en particulier le cas pour les systèmes de Schwerdtfeger et de Wehrlé, surtout après les améliorations apportées par le Service météorologique français. On groupe les aspects du ciel bas de la zone tempérée selon les types de la couche de base et on en donne des exemples d'après l'Atlas international des nuages. La même discussion est appliquée aux ciels tropicaux sur la base de l'Atlas des nuages tropicaux. On constate qu'il existe des relations simples entre les différentes couches du ciel bas et les types de la couche de base, et que inversement la considération de ces types peut être employée pour classer les aspects du ciel. On peut donc subdiviser le ciel nuageux bas selon des points de vue aérologiques. Les types de la couche de base présentés peuvent servir à décrire aussi bien les ciels de la zone tempérée que ceux de la zone tropicale. Sous les tropiques le type de temps pluvieux manque, comme type de dissolution de la couche de base, mais sans cela il n'y a pas de différences essentielles dans l'apparition des différents types de la couche de base.

Summary. In the synoptic cloud systems an attempt is made to summarize regularly recurring sequences of clouds for the purposes of weather forecasting. With the vast experience gained from meteorological flight observations, Stüves cloud system, as a sequel to that of Bjerknes, is considered as antiquated. Retaining their importance are the cloud systems of Schinze-Siegel. Schwerdtfeger, and Wehrlé. The occurence of the ground layer is proved from the records of heights of cloud systems by the german aerological statistics. The mentioned cloud systems are examined as to what extent they take into account the occurrence of the ground layer. This is very much the case in the cloud systems of Schwerdtfeger and Wehrlé, particularly in the ammendments introduced by the French weather service. The "states of the low cloud sky" are discussed for the celestial phenomena of the temperate zone in the order of the various types of ground layer, and are supplemented with the best examples from the International Cloud Atlas. The same is done for the tropics by means of the Atlas of Tropical Clouds. The investigation shows that there exists a definite relationship between the various states of the "low cloud sky" and the various types of ground layer, thus permitting, reversely, to use this division into types for a classification of the states of the sky. It follows that the "low cloud sky" can be subdivided with aerological aspects. The mentioned ground layer types can describe the "cloud sky" both of the temperate zones and the tropics. In the tropics the rain-weather type as the dissolution type of ground layer is missing, otherwise there are no fundamental differences in the occurence of the various types of ground layer.

I. Die synoptischen Wolkensysteme.

Schon der naive Beobachter ist geneigt, die Himmelsschau in Verbindung zu bringen mit der jeweiligen Wetterlage, um bei weiterer Mehrung der Kenntnisse aus der Gruppierung der Wolken zu einer Wettervorschau zu kommen. Es war daher eine zwingende Notwendigkeit, über die Klassifikation der Wolken nach den reinen Formen, wie wir sie noch heute im internationalen Schema kennen, hinwegzuschreiten und weitere physikalische und meteorologische Beziehungen mit den einzelnen Wolkenformen zu verbinden.

Die Verknüpfungen mit dem Phasenzustand der Wolkenelemente sind zwar von erheblicher Bedeutung, indessen kann der Erdbeobachter in vielen Fällen, besonders bei ungünstiger Beleuchtung nicht genau entscheiden, ob es sich um Wasser-, Eis- oder Mischwolken handelt, selbst der Luftfahrer ist noch oft im Zweifel. Ohne die Wichtigkeit der genauen Beantwortung dieser Frage hier leugnen zu wollen, hat man doch bei den Wolkensystemen, von denen nachstehend die Rede sein soll, meist bewußt keine Einteilung nach dem Aggregatzustand der Wolken vorgenommen, ohne jedoch grundsätzlich auf derartige Angaben zu verzichten.

Das Inbeziehungsetzen mit den Wetterlagen zu einem Gruppierungsprinzip der Wolken zu machen, ist recht schwierig. Man hat sich zunächst, besonders in der älteren Lehrbuchliteratur, damit begnügt, die ungefähre zeitliche und räumliche Anordnung der Wolken in Verbindung mit den damaligen recht schematischen Zyklonenmodellen zu bringen. Eine Wiederholung dieser Versuche an diesem Platze ist überflüssig.

Diese Zyklonenmodelle sind die ersten Beispiele sogenannter synoptischer Wolkensysteme, deren Aufstellung aus prognostischen Gründen — wie schon einleitend betont — als notwendig erkannt wurde.

Wesentlich neue Erkenntnisse wurden erst gewonnen, als die Vorstellung vom Wesen der Zyklone durch Bjerknes grundlegend umgestellt wurde. Die ersten mehr schematischen Wolkensysteme in der norwegischen Schule fanden dann durch Stüve in seiner Arbeit „Wolken und Gleitflächen" [*1*] eine beträchtliche Erweiterung. Diese Anschauungen fanden in der Lehrbuchliteratur große Beachtung und weite Verbreitung (siehe besonders Georgii [*2*]).

Süring hat diese Wolkensysteme nach Stüve in seine bekannte Monographie [*3*] über die Wolken mit aufgenommen, wobei er bereits das Schema des Wolkenaufzuges nach unseren heutigen Kenntnissen wesentlich abändern mußte. Die Erfahrungen im Wetterflug stehen auch mit den übrigen Schemata bei Stüve in deutlichem Gegensatz, so daß wir diesen Versuch eines Aufbaues von Wolkensystemen unter Benutzung des Zyklonenschemas von Bjerknes als in jeder Hinsicht überholt ansehen müssen. Es erübrigt sich daher, eine eingehende Kritik der Auffassung von Stüve, sie bleibt aber als interessante und einst wertvolle Studie sicher immer Gegenstand der Betrachtung bei einer geschichtlichen Behandlung unserer Wissenschaft. In der Lehrbuchliteratur sollte aber kein Platz mehr für sie sein.

Seit Bjerknes werden die Wolkensysteme nach den bekannten Fronten geordnet, ein Einteilungsprinzip, das auch weiterhin beibehalten wird. Einen wesentlichen Fortschritt in der Entwicklung derartiger frontenmäßig orientierter Wolkensysteme finden wir dann bei Schinze und Siegel in ihrer bekannten Luftmassenanalyse [*4*]. Bei diesen Systemen ist vor allen Dingen der Aggregatzustand der Wolken weitgehend berücksichtigt worden. Wenngleich umfangreiche Erfahrungen der direkten und indirekten Aerologie verwendet wurden, so bleiben diese Systeme doch gebunden an die Betrachtungen nach den Luftmassen.

Von besonderer Bedeutung erscheinen die Wolkensysteme, die Schwerdtfeger [5, 6] für das nordwesteuropäische Seegebiet aufgestellt hat. Diesen sehr beachtlichen Zusammenfassungen liegen umfangreiche Erfahrungen der direkten Aerologie zugrunde, und zwar in einer Fülle, wie sie wohl nur selten wieder zustande kommen. Da die Veröffentlichungen während des Krieges nicht genügend Verbreitung fanden, ist es sehr zu begrüßen, daß die wichtigste Mitteilung [6] durch Neudruck [7] weiten Kreisen zugänglich gemacht wurde.

Auf Einzelheiten der Systeme nach Stüve, Schinze-Siegel und nach Schwerdtfeger soll unten näher eingegangen werden.

Ein Nachteil dieser eben genannten synoptischen Systeme ist die Aufteilung in Einzelgruppen, orientiert nach den Fronten, wodurch keine Gesamtschau des Wolkenhimmels zustande kommt.

Ein wesentlicher Fortschritt in den Beziehungen der Wolken zur Wetterlage wurde daher erst erzielt, als das gesamte Wolkenbild, die räumliche und zeitliche Vergesellschaftung der verschiedensten Wolkenformen zur sogenannten Himmelsansicht zusammengefaßt und die Veränderungen dieser Gruppierungen genau untersucht wurde. Die erste systematische Arbeit auf diesem Gebiet stammt von Shereschewsky und Wehrlé [8]. In dieser neuen Betrachtungsart macht man sich bewußt frei von der jeweiligen Luftdruckverteilung und schuf ein Wolkensystem allein auf Grund der Wolkengruppierung und der Wolkenfolgen. Die gesuchten und gefundenen Beziehungen dieser Wolkensysteme zu den Druckänderungsgebilden sind zwar für den praktischen Wetterdienst von Bedeutung, sie sollen aber hier nicht weiter behandelt werden, wo wir vornehmlich die Wolkengruppierungen in ihrer Abhängigkeit vom Schichtenbau der Troposphäre betrachten wollen. Wir wollen uns daher auf die Behandlung der Wolkensysteme beschränken, so wie sie im großen Internationalen Wolkenatlas [9] im wesentlichen auf Grund der weiteren Untersuchungen durch Wehrlé in der dort niedergelegten Einteilung der Himmelsansichten festgelegt wurde.

Die Wolkensysteme von Wehrlé beziehen sich ausschließlich auf das Wettergeschehen in den mittleren und höheren Breiten; um unsere Betrachtungen zu vervollständigen, müssen wir noch die Wolkensysteme der niederen Breiten heranziehen. Wir besitzen sehr aufschlußreiche Darlegungen über die Himmelsschau in der inneren Tropenzone besonders auf Grund der Untersuchungen von Braak am Meteorologischen Observatorium in Batavia, die in mustergültiger Form im zweiten Bande des Internationalen Wolkenatlasses [10] niedergelegt wurden, der die „Tropischen Wolken“ behandelt.

Uns fehlen zwar entsprechende systematische Untersuchungen aus den äußeren Tropen und den Subtropen. Auf Grund der mannigfaltigen Untersuchungen, die dem Wetter und Klima Vorderindiens gewidmet sind, glaubt der Verfasser dieser Studie aber den Schluß ziehen zu dürfen, daß wir mit den genannten Wolkensystemen auskommen können, um auch für diese Klimazonen den Wolkenhimmel beschreiben zu können.

Aufgabe der vorliegenden Untersuchung ist es, die Beziehungen dieser „Wolkensysteme" zu den Anschauungen über den Schichtenbau der Troposphäre darzulegen, wie sie der Verfasser in mehreren Untersuchungen [*11* bis *15*] vorgelegt hat und die zur Einführung des Begriffes „Grundschicht" Veranlassung gaben.

II. Die Grundschicht nach der Wolkenstatistik.

Unter dem Einfluß des erdgebundenen Austausches setzt sich in unteren Teilen der Troposphäre die Grundschicht ab [*12*]. Mit Grundschicht wird eine Grenzschicht im Sinne der Aerodynamik bezeichnet. Neben der Reibung wirken die Strahlung und der Phasenumsatz des Wassers modifizierend auf die Ausbildung dieser Grenzschicht. Die vertikalen und die Strahlungsprozesse wirken dahin, oberhalb dieser Grenzschicht eine Schicht mit Temperaturumkehr oder vermindertem vertikalem Temperaturgradienten zu schaffen (Peplopause). Die Komponenten des Austausches, Reibung und Konvektion, sind überall auf der Erde vorhanden, daher ist die Grundschicht eine planetarische Erscheinung; das Ausmaß des Austausches ist aber nach der Lage auf dem Planeten verschieden, so daß merkbare Typenunterschiede in der Ausbildung der Grundschicht zu beobachten sind [*11*, *15*]. Der Austausch ist das Primäre, er ist die atmosphärische Eigenschaft, die die Grundschicht erzeugt. Es ist daher auch nicht verwunderlich, wenn nach atmosphärischen „Störungen", wie Regenfrontpassagen, Durchzug eines Troges, Bildung eines lokalen Gewitters, in welchen Fällen die Grundschicht sich immer auflöst, diese in erstaunlich kurzer Zeit sich wieder neu ausbildet. Der Charakter der oberen Begrenzung der Grundschicht, der *Peplopause*, ist fallweise verschieden; die Stabilität der Peplopause bedingt neben dem Strömungszustand der Grundschicht die Stabilität der ganzen Erscheinung. Es ist daher zweckmäßig, sich über die Peplopause eine möglichst genaue Kenntnis zu verschaffen; der „Temp" ist ein geeignetes Mittel um die Lage der Peplopause und damit die Mächtigkeit der Grundschicht abzuschätzen. Dabei muß hinzugefügt werden, daß nur sorgfältig ausgewertete Temperatur- und Feuchteregistrierungen dieser Forderung genügen; unsere heutigen Radiosondenaufstiege erfüllen diese Bedingungen nur in seltenen Fällen. Nicht immer befindet sich die Peplopause in einem stationären Zustand und bei der Willkürlichkeit unserer Aufstiege dürfen wir uns also nicht wundern, wenn wir nicht in allen Fällen aus dem „Temp" allein die Grundschicht in ihrem Aufbau erkennen können.

Es lassen sich folgende Typen der Grundschicht unterscheiden:

Typ A. Inversionstyp.

Vorkommen: Polarzone (nördl. Polarmeer. Barriereeis des Südpolargebietes). Mittlere und höhere Breiten (kontinentale, winterliche Antizyklonen).

Kennzeichen: Mächtige Temperaturinversion bis zu $^1/_2$ bis $1^1/_2$ km Höhe, Bodenwind meist sehr schwach. Windmaximum in etwa 200 bis 500 m,

darüber rasche Windabnahme, Bodendunstschicht bis zur Höhe des Windmaximums. In Bodennähe Verstärkung des Dunstes bis zur Bildung von Bodennebeln möglich. Typ mit geringster Höhe der Peplopause. Bei diesem Typ ist die Übergangsschicht oberhalb der Grundschicht oft von beträchtlicher Mächtigkeit.

Untertyp A_1. Inversionstyp mit bodennaher Mischungsschicht.

Kennzeichen: Wie *A* jedoch unmittelbar über dem Boden eine nicht sehr mächtige (bis 100 bis 200 m dicke) Mischungsschicht mit schwachen Temperaturgradienten. In dieser Mischungsschicht Möglichkeit zur Bildung kompakter treibender Nebelmassen größerer Ausdehnung.

Wolkenbilder: Siehe S. 110.

Typ B. Hochnebeltyp.

Vorkommen: Sommerlicher Stratus im Nordpolarbecken. Subpolare und mittlere Breiten, Mischungsnebel und Hochnebel über Festland (Winter) und Meer (Sommer).

Kennzeichen: Weiterentwicklung aus dem Typ A_1 durch Anschwellen der Mischungsschicht, die jetzt deutlich den Charakter des Reibungsraumes annimmt. Dann besteht in Bodennähe meist ein wolkenfreier Raum, der allerdings oft stark mit Dunst oder Nebeldunst angefüllt ist, darüber Hochnebel, der bis zu 600 bis 900 m über Grund ansteigen kann und durch eine kräftige, oft hochreichende Inversion begrenzt wird. Markanter Beginn der Peplopause. Ist die Durchmischung im Reibungsraum gering, so ist ein Absinken des Hochnebels bis zum Erdboden möglich. Beide Erscheinungsformen, Nebel und Hochnebel, sind räumlich und zeitlich oft so eng benachbart, daß eine Abgrenzung von Untertypen zwecklos erscheint. Auch bei diesem Typ kann die Übergangsschicht beträchtliche Dicke erreichen.

Wolkenbilder: Siehe S. 110.

Typ C. Normaltyp.

Vorkommen: In allen Breiten mit Ausnahme des inneren Polargebietes und der inneren Tropen. In unseren Breiten im Winter und nach kräftigen Kaltlufteinbrüchen zu allen Jahreszeiten.

Kennzeichen: Meist kräftige Temperaturgradienten, durchschnittliche Höhe der Peplopause bei 1000 bis 1500 m. Dunstanfüllung vom Boden ständig zunehmend bis zur Dunstgrenze, die gewöhnlich sehr scharf ist (Dunsthorizont, Navigationshilfsmittel des Fliegers). Der Reibungsraum erfüllt gewöhnlich nur den untersten Teil der Grundschicht, immerhin kann besonders im Binnenland mit seiner verstärkten Reibung dieser beträchtlich anwachsen und den größten Teil der Grundschicht einnehmen. Dieser Typ kann sich aus dem Hochnebeltyp durch Abtrocknen bzw. Erwärmen entwickeln.

Wolkenbilder: Siehe S. 111.

Typ D. Konvektionstyp.

Vorkommen: In mittleren Breiten, vornehmlich im Sommer, in den Subtropen ständig (Normaltyp des Passates). In den Tropen in Trockenzeiten als Untertyp ohne Quellbewölkung. Weiterentwicklung aus dem Typ C bei verstärkter Konvektion.

Zwei Untertypen: D_1 ohne Quellbewölkung, D_2 mit Quellbewölkung.

Kennzeichen: Reibungsraum durch eine oft dicht geschlossene Wolkendecke von Fs oder Fc abgedeckt. Sc-Decke gut ausgebildet. Cumuluskonden-

sationsniveau recht verschieden, Gipfel der Cu zeigen meist reine Quellköpfe und überragen die Grundschicht gewöhnlich nur um geringes. Wird die Grundschicht durchbrochen, so entwickelt sich der Cu zunächst zum Cu cong.

Wolkenbilder: Siehe S. 112.

Typ E. Böenwettertyp.

Vorkommen: In mittleren und niederen Breiten zu Zeiten verstärkter Konvektion (Regenzeiten). Kaltlufteinbrüche unserer Breiten, Passatschauer.

Kennzeichen: Anschwellen der Grundschicht bis auf 3 km und darüber. Zusammenwachsen der Quellungen zu Massiven oder Wolkenbänken (gebankter Cu). Das Anwachsen geschieht gewöhnlich nicht stetig, sondern in Stufen, die zuweilen mehrere hundert Meter mächtig sind. Aus den Quellmassiven fallen dann Schauerniederschläge heraus.

Wolkenbilder: Siehe S. 112.

Typ F. Auflösungstyp.

Untertyp F_1. *Gewittertyp.*

Vorkommen: In den mittleren und niederen Breiten bei starker Konvektion (Gewitter) und in den Mallungen.

Kennzeichen: Gleichförmige, fast inversionsfreie Temperaturabnahme bis in großen Höhen. Konvektionsraum weit hinaufreichend. Wolkendecken gewöhnlich unregelmäßig verteilt. Auf der Rückseite des Gewitters stellt sich die Schichtung meist wieder rasch her.

Untertyp F_2. *Regenwettertyp.*

Vorkommen: In den großen Regengebieten aller Breiten.

Kennzeichen: Der Konvektionsraum der Grundschicht verwächst mit dem Nimbostratus des Wolkenaufzuges. Die Sprungschicht der Temperatur über der Grundschicht bleibt noch längere Zeit erhalten. Beim Eintreten stärkerer Niederschläge verwischt sich aber auch diese Grenze. Auf der Rückseite bildet sich die Grundschicht bald wieder und führt zu einer Schichtung der Regenwolkenmassive.

Wolkenbilder: Siehe S. 113.

Wenn wir den Strömungszustand des untersten Kilometers der Troposphäre aus den Zustandskurven der Temperatur und Feuchte bestimmen wollen, so müssen wir uns daran erinnern, daß im Durchschnitt die potentielle Temperatur mit der Höhe zu und die spezifische Feuchte abnimmt. Durch den Austausch nach oben verfrachtete Luft muß an ihrer neuen Stelle Luft antreffen, die wärmer und trockener ist. Dies bedeutet, daß die aufwärts geführte Luft Wasserdampf abgibt und Wärme aus der Umgebung aufnimmt. Das Umgekehrte tritt ein, wenn ein Luftteilchen abwärts geführt wird. Durch den Austausch wird also ständig Wärme nach unten und Wasserdampf nach oben befördert, der Endzustand ist demnach durch konstante potentielle Temperatur und konstante spezifische Feuchte mit der Höhe ausgezeichnet, also durch einen adiabatischen Temperaturgradienten und durch starke Zunahme der relativen Feuchte mit der Höhe. Der Austausch schafft damit den „wolkenfreien Raum“

an der Erdoberfläche, den vor allen Dingen Köppen [*16*] und Wenger [*17*] einer besonderen Betrachtung unterzogen haben; von dem letzteren stammt wohl auch diese treffende Bezeichnung.

Wie hoch reicht nun dieser wolkenfreie Raum? Eine ungefähre Orientierung gibt die Statistik von W. Peppler [*18*] für Lindenberg. Hienach gilt als Durchschnittshöhe für das ganze Jahr für die untersten Wolken, St, Ns und Fc, rund 500 m. Von diesen Wolken ist der Fs — in der Statistik als Fractonimbus (fr-ni) bezeichnet — mit 450 m die durchschnittlich zutiefst liegende Wolkenart. Die nächst höher gelegenen Wolkenarten sind: St (mit 480 m mittlerer unterer Wolkengrenze) und Ns (580 m). Viel deutlicher als diese Mittelwerte können die nachfolgenden Zahlen den unterschiedlichen Charakter des wolkenfreien Raumes in Gegensatz zum darüber gelegenen Wolkenraum kennzeichnen; diese stellen die prozentuale Verteilung der gemessenen Wolkenuntergrenzen dar:

Höhenstufe	0 –200	200—400	400—600	600—800	800—1000	1000—1200
St.	4	43	29	14	7	2
Fs u. Ns...	3	41	22	14	9	5

Höhenstufe	1200 -1400	1400—1600	1600—1800	1800—2000	2000—2200
St.	1	1	—	—	—
Fs u. Ns...	4	1	1	1	—

Das Maximum fällt eindeutig auf die Höhenschicht 200 bis 400 m, die Zahlenwerte für größere Höhen zeigen das uns vertraute Bild des Abklingens, während unterhalb der zweiten Stufe die Reihe nahezu jäh abbricht. Hervorzuheben ist ferner die Tatsache, daß diese Wolkenarten eine kaum merkliche jährliche Periode aufweisen. Dies ist keineswegs eine Eigentümlichkeit der Verhältnisse über Lindenberg; ein gleiches zeigen auch die Beobachtungen in Friedrichshafen [*19*]. Es wird bestätigt durch eine weitere Untersuchung für Lindenberg [*20*], in der die durchschnittliche Höhe des wolkenfreien Raumes mit 500 m absolut (etwa 378 m über Grund) besonders bestimmt wurde.

In der Reihe der Höhen der mittleren Wolkenuntergrenzen folgen dann: Fc (910 m), Cu (1420 m) und Sc (1440 m). Bei diesen Wolkenarten nimmt der wolkenfreie Raum schon ein beträchtliches Ausmaß an, auch die Höhenstreuung zeigt einen anderen Charakter, so daß wir die nachfolgenden Wolkenarten besser betrachten vom Standpunkt der Ausfüllung des darübergelegenen zweiten Raumes, des Wolkenraumes der Grundschicht.

Zunächst soll noch einmal zusammenfassend die durchschnittliche Untergrenze dieses Raumes, und zwar für das nördliche Mitteleuropa (Lindenberg) bzw. südliche Mitteleuropa (Friedrichshafen) betrachtet werden. Wir können den verschiedenen Statistiken von W. Peppler [*18, 19*] die folgende Übersicht entnehmen, wobei alle Höhen in abgerundeten Werten angegeben werden.

Tabelle 1. *Verteilung der Wolkenuntergrenzen (in km). (Obergrenze des wolkenfreien Raumes.)*

	Maximum der Häufigkeit	Zone des häufigsten Vorkommens	Absolute Grenzen
St (S)	0,7	0,4—1,0	Boden 1,5
(N)	0,3	0,2—0,6	Boden 1,5
Sc (S)	2,2	1,4—2,8	1,0—3,5
(N)	1,0	0,8—2,2	0,5—3,0
Fc u. Cu (S) ...	1,5	1,4—2,0	1,0—2,5
(N) ...	1,5	0,8—1,6	0,5—2,5
Fn bzw. Ns (S) .	1,1	0,8—1,6	0,5—3,5
(N) .	0,3	0,2—0,6	0,2—2,0

(S = Friedrichshafen, N = Lindenberg.)

Die Höhenerstreckung des wolkenfreien Raumes bzw. der Beginn der Wolkenzone der Grundschicht ist nun deutlich abhängig von der Art der Wolken. Wir haben daher zu erwarten, daß die Erscheinungsformen der Grundschicht (Typen S. 101 bis 103) sich auch im Wolkenbild widerspiegeln.

Der Hochnebeltyp der Grundschicht (Typ B) ist im Wolkenbild gekennzeichnet durch den St. Bei diesem Typ sind wolkenfreier Raum und Wolkenraum besonders deutlich ausgeprägt. Über die aerologischen Einzelheiten unterrichtet in sehr anschaulicher Weise eine besondere Studie von Peppler [*21*], deren Ergebnisse als allgemeingültig für den Hochnebeltyp angesehen werden können. Nach Peppler [*20*] ist für Lindenberg als durchschnittliche Mächtigkeit des St ein Wert von 320 m mit fast verschwindender jährlichen Schwankung anzunehmen. Schichtdicken unter 400 m überwiegen, solche mit mehr als 600 m sind selten. Für Friedrichshafen hat Peppler [*21*] ähnliche Werte der Schichtdicken abgeleitet, im Mittel rund 300 m, und zwar 290 m bei Winden mit Südkomponente, 350 m bei Winden mit Nordkomponente. Wenn man ferner berücksichtigt, daß die mittlere relative Höhe des St über Friedrichshafen [*21*] rund 500 m beträgt, so erkennt man sofort, daß der Typ B der Grundschicht in seiner Ausprägung in Mitteleuropa recht einheitlich ist.

Das Auftreten von Sc ist ein kennzeichnendes Merkmal für eine Grundschicht vom Normaltyp (C), bzw. vom Konvektionstyp (D) im Falle einer geringeren Konvektion oder geringen relativen Feuchte. In diesem Falle ist der Wolkenraum von angenähert der gleichen mittleren Mächtigkeit wie beim St, den Peppler [*20*] für Lindenberg zu 310 m bestimmte. Hier ist aber die Häufigkeitsverteilung besonders aufschlußreich, für Lindenberg streut die mittlere Mächtigkeit der Sc-Schicht folgendermaßen:

bis 200	200—400	400—600	600—800	über 800 m
52	28	8	8	4%

Die Mächtigkeit der Sc bleibt in der Hälfte aller Fälle unter 200 m und in 70% unter 300 m.

Als mittlere Untergrenze des Sc über Lindenberg findet Peppler [*18*]:

Oktober—März	April—September	Jahr
1310	1580	1440 m

Die jährliche Periode ist zwar vorhanden, aber nicht erheblich. Erwähnt soll aber auch die Höhenstreuung der gemessenen Wolkengrenze für Sc werden; es gilt für Lindenberg:

400—800	800—1200	1200—1600	1600—2000	2000—2400	2400—2800	2800—3200
10	28	27	20	11	3	1

Diese Übersicht zeigt deutlich den weiten Streubereich, den die Höhe der Grundschicht in diesem Falle ausmachen kann. Es ist dies auch der Grund, warum der Verfasser auf Grund des aerologischen Befundes zwei Typen C und D_1 aufgestellt hat [*13, 15*]. Danach würden die beiden untersten Stufen dem Typ C, die oberen dann dem Typ D_1 zugeordnet werden können.

Die Grundschicht über Lindenberg, die von Sc begrenzt wird, findet demnach durchschnittlich in 1750 m ihre obere Grenze (Beginn der Peplopause, die bei dieser Wolkenart immer gut ausgeprägt ist). Tritt also eine Sc-Schicht auf, so können wir immer von einer gut ausgebildeten Grundschicht sprechen. Über weitere aerologische Einzelheiten für eine Grundschicht von diesem Typ lese man bei Peppler [*22*] nach.

Bekanntlich zeigt der Sc zuweilen Übergänge zum St, wie auch die Typen B, C, D der Grundschicht ineinander übergehen können. Ergänzende Bemerkungen verdanken wir Schwerdtfeger [*23, 24*]. Bei den schichtförmig angeordneten Wolken sind die Beziehungen zu dem jeweiligen Grundschichttyp eindeutig und dieser aus der Wolkenform meist leicht erkennbar. Schwieriger liegen die Verhältnisse bei den Wolken, die zur Gattung der Cu gehören. Der Internationale Wolkenatlas unterscheidet die beiden Arten: Cu hum und Cu cong. Die letztere Form scheidet für uns aus, denn sie bedeutet, daß an dieser Stelle die Grundschicht bereits beginnt sich aufzulösen. Der echte Cu hum erscheint deswegen gedrückt und in seiner Vertikalentwicklung gehemmt, da in diesem Falle eine gut entwickelte Peplopause vorhanden ist. Der aufmerksame Beobachter kann leicht feststellen, daß die einzelnen Wolkenballen sich in einer deutlichen Schicht anordnen, die für uns eben die Obergrenze der Grundschicht darstellt. Der Cu hum ist nun häufig vergesellschaftet mit dem Fc, der im Internationalen Atlas als keine deutlich abgegrenzte Art erscheint. Dies ist auch keineswegs der Fall. Der Fc erscheint als Begleiter mehrerer Wolkenarten, deren nicht voll entwickelte, gewissermaßen verstümmelte Form er darstellt, gelegentlich ist er auch als Vorstufe oder als Schlußstufe einer Wolkenumwandlung zu betrachten. Wir dürfen uns daher nicht wundern, wenn in der Statistik des Cu und

Fc das Bild nicht so eindeutig ist, wie wir es vorher bei Sc und St aufzeigen konnten.

Für Lindenberg erhalten wir nach Peppler [*18*] als Streuung der Untergrenzen beim Fc und Cu:

0—400	400—800	800—1200	1200—1600	1600—2000	2000—2400
2	22	22	28	15	7

2400—2800	2800—3200 m
3	1

Diese Verteilung ist von der oben geschilderten des Sc doch deutlich verschieden, die Verbreitung des Maximums ist typisch für diese Wolkenart. Bei weiterer Unterteilung zeigen sich zwei Gipfel in den Bereichen 800 bis 1000 m und 1400 bis 1600 m. Das letztere, zugleich das Hauptmaximum, entspricht wohl im wesentlichen dem Cu hum (Typ D_1), während das tiefe Niveau wohl mehr dem gewöhnlichen Cu, also einer Grundschicht vom Typ D_2 entspricht.

Die Frage, wieweit diese Grundschicht vom Konvektionstyp in ihrem Aufbau einer täglichen Periode unterworfen ist, kann hier nicht weiter erörtert werden, eine Wiederholung der allgemeinen Tatsachen ist trivial und eine systematische Statistik kann nicht vorgelegt werden.

III. Die Grundschicht in den synoptischen Wolkensystemen.

Es verlohnt sich, ganz kurz auf die einzelnen synoptischen Systeme einzugehen und nachzuprüfen, wieweit sie das Vorhandensein einer Grundschicht berücksichtigen.

Die Systeme nach Stüve [*1*], Schinze-Siegel [*4*] und Schwerdtfeger [*5, 6*] orientieren sich nach den Fronten, in denen die Grundschicht entartet bzw. völlig aufgelöst wird. Hier tritt also immer die Frage auf, wie lange hält sich beim Aufkommen einer Front noch die Grundschicht, bzw. wann tritt sie nach Durchzug der Störung wieder auf. In dem Schema der Aufzugsfront nach Stüve [*1*, Abb. 4] bzw. bei Süring [*3*, Abb. 4] ist vor und noch unterhalb des Aufzuges die Grundschicht und die Peplopause gut ausgeprägt und richtig dargestellt. Nähern wir uns aber dem Regengebiet, so zeigen die Schemata einen Fehler, da angenommen wird, daß die Inversion zum Boden umbiegt und diesen schneidet. Dies ist nicht der Fall, sondern die Peplopause setzt sich horizontal weiter fort, tritt sogar gelegentlich bis in das Gebiet des Ns ein und löst sich dann auf.

Der Schematismus der Figuren für den primären und sekundären Kälteeinbruch nach Stüve [*1*, Abb. 5 und 6], wovon der sekundäre sich bei Süring [*3*, Abb. 5] wiederholt, ist offensichtlich zu weit getrieben. Aber auch hier ist die Grundschicht vor und nach dem Kälteeinbruch gut zu erkennen. Aber die Auflösung im Kälteeinbruch und die Neubildung hernach ist nicht zur Darstellung gekommen. Wir können diese Versuche der Konstruktion synoptischer Wolkensysteme also nur noch vom Standpunkte der historischen Entwicklung würdigen.

Schinze und Siegel geben in ihrer luftmassenförmigen Arbeitsweise [4] ebenfalls synoptische Wolkensysteme. In der Darstellung der Warmfront fehlte jede Andeutung der Grundschicht auf der Vorderseite und damit auch die Auflösung im Schlechtwettergebiet, dagegen zeigen die dort mitgeteilten Beispiele [4, Fig. 61 und 62] gut die Ausbildung der Grundschicht auf der Rückseite und die hiedurch bedingte Erschwerung der Festlegung der Warmfront in der Wetterkarte selbst. In den Beispielen zu den Kaltfronten mit postfrontalem Niederschlag (Kaltfronten zweiter Art) [4, Fig. 64b] ist die Grundschicht auf der Vorderseite noch angedeutet, während die Ausschichtung auf der Rückseite nicht mehr zur Darstellung gekommen ist. Bei der Kaltfront erster Art [4, Fig. 65] ist nur der eigentliche Frontbereich dargestellt, so daß hier sowohl auf der Vorderseite als auch auf der Rückseite jegliche Darstellung der Lage der Grundschicht fehlt. Auch bei der Darstellung der Okklusion [4, Fig. 75 a, b], bei der die Grundschicht weitgehend sich erhält, fehlt jede Andeutung hievon.

Wir haben nun kurz die Wolkensysteme bei Schwerdtfeger [5, 6, 7] zu behandeln und verweisen hiebei insbesondere auf den Neudruck [7], der leichter zugänglich sein dürfte. Die Abb. 7 bis 9 in [7] zeigen aufs klarste die Ausbildung der Grundschicht, deren Charakter über See Schwerdtfeger noch gesondert [24] beschrieben hat, in Verbindung mit Warmfront, Kaltfront und Okklusion. Diese weitreichenden synoptischen Wolkensysteme stellen die beste Veranschaulichung dar, über die wir gegenwärtig verfügen; sie wurden ausschließlich gewonnen aus Flugzeugbeobachtungen. Wenn hier auch in Zukunft noch Ergänzungen zu erwarten sind, so ist doch das Grundgerippe der Beobachtungen gesichert und damit auch der Nachweis der Existenz der Grundschicht außerhalb der Störungszonen.

Die synoptischen Wolkensysteme, die der französische Wetterdienst in den Jahren 1923 bis 1940 entwickelte, haben beachtliche Vorläufer gehabt. Wolkensysteme in dem hier behandelten Sinne kennt bereits Guilbert [25], die er als Wolkenfolgen (successions nuageuses) bezeichnet und die nicht nur auf die Schlechtwettergebiete (périodes pluvieuses) beschränkt, sondern ausdrücklich auf alle Wetterzustände (auch auf die périodes anticycloniques) ausgedehnt werden.

Dobrowolski, dessen Untersuchungen [26, 27] zu seiner Zeit keine weitere Beachtung fanden, spricht bereits von Vergesellschaftungen (ensembles), die nicht chaotisch oder rein zufällig angeordnet sind, sondern zu einer bestimmten Ordnung gehören, die er bereits als Wolkensystem bezeichnet.

In der grundlegenden Untersuchung [8] von Schereschewsky und Wehrlé findet man in den Vertikalschnitten ohne Schwierigkeit die Wolken der Grundschicht wieder, besonders deutlich in dem Schnitt, der durch die Flanke des Systems geht. Dieser schematisierten Darstellung liegen eben sorgfältige Beobachtungen zugrunde; diese Wolkensysteme verdienen somit eine wesentlich stärkere Beachtung, als ihnen vielfach zuteil wird.

Bei weiteren Untersuchungen über die Wolkensysteme, insbesondere bezüglich des südlichen Randes, finden Duhr und Wehrlé [*28*] im Übergangsgebiet von einem Wolkensystem zum nächsten die „zone de liaison", in der die Grundschicht sich besonders deutlich abhebt. Die „zone de liaison" ist ausgezeichnet durch das Auftreten eines mit St und Sc bedeckten Himmels und oft auch durch Nebel; wir erkennen also unschwer das Vorhandensein einer Grundschicht vom Typ B oder C, stellenweise wohl auch noch vom Typ D_1. Das Zwischengebiet zwischen zwei Wolkensystemen zeigt vielfach heiteren Himmel mit den Schönwettercumuli, dieser dann „intervalle" genannte Zwischenraum ist demnach erfüllt von einer Grundschicht vom Typ D.

Eine weitere Entwicklung dieses Wolkensystems wird eingeleitet durch die Verbindung mit dem norwegischen Zyklonenschema. Jetzt entwirft Dedebant [*29*] ein Schema eines idealisierten Wolkensystems, das auf den Erfahrungen im westeuropäischen Raum aufgebaut ist. In geringer Abweichung von diesem Schema wird ein etwas erweitertes durch das Office National Météorologique de France entwickelt [*30*]. Hier werden Vertikalschnitte durch ein idealisiertes Wolkensystem gelegt, die in sehr anschaulicher Weise den Aufbau der Grundschicht in den verschiedenen Sektoren des Système nuageux klarlegen, so daß das Urteil über das zur Zeit hier best entwickelte synoptische Wolkensystem durchaus gerechtfertigt ist. Zu wünschen wäre wohl noch eine Durchsicht des Wolkenaufbaues in den Fronten nach den Erfahrungen der Wettererkundigungsflüge, wie sie Schwerdtfeger [*7*] vorgelegt hat.

IV. Die „Ansicht des tiefen Wolkenhimmels" in der gemäßigten Zone.

Wehrlé hat bei der Entwicklung seines Système nuageux bewußt die jedem Beobachter auffallende Tatsache von der großen Unterschiedlichkeit zwischen den unteren bzw. mittleren und hohen Wolken benutzt, um zu einer Zweiteilung der gesamten Himmelsansichten zu kommen. Die Wolken der oberen und mittleren Schichten entstehen im wesentlichen durch die adiabatischen Veränderungen in Tiefdruckgebieten, sie werden so wesentlich bedingt durch das, was wir Wetterlage nennen. Die Wolken der unteren Luftschichten entstehen oder werden wesentlich beeinflußt durch die unmittelbare Einwirkung der Erdoberfläche; hier werden natürlich die wesentlichsten Faktoren der Konvektion, Turbulenz und Strahlung hervorgehoben.

In einer grundlegenden Betrachtung über „Herkunft und Verknüpfung einiger Begriffe der synoptischen Meteorologie" hat R. Siegel [*31*] klar herausgestellt, daß die Grundschicht die Trägerin der tiefen Wolken ist. Diese Beziehung, die aus der Begriffsbestimmung der Grundschicht folgt, soll im folgenden einer weiteren Betrachtung zugeführt bzw. durch Beispiele aus dem Internationalen Wolkenatlas [*9*] belegt werden.

Es kann natürlich nicht die Aufgabe dieser Betrachtungen sein, den Text für einen zukünftigen Wolkenatlas festlegen zu wollen, daher beschränken wir uns darauf, im nachfolgenden Bilder der Himmelansichten aus dem Wolkenatlas heranzuziehen und ihre Texte vom Standpunkt der Grundschicht aus zu kommentieren.

Seit Beginn der Aerologie und seit den ersten Versuchen, die Wolken und die aerologischen Beobachtungen miteinander zu verknüpfen, ist es das Ziel dieses Arbeitszweiges der Physik der freien Atmosphäre gewesen, für jeden aerologischen Zustand das zugehörige Wolkenbild und umgekehrt für jedes Wolkenbild den aerologischen Zustand festlegen zu können. Trotz vieler Einzelergebnisse kann diese Aufgabe bisher als nicht gelöst angesehen werden. Besonders das zweite Problem, aus dem Wolkenbild auf den aerologischen Zustand zu schließen, erschien bisher für die Mehrzahl der Wolken oft nur schwer zu entscheiden zu sein.

Lediglich für die „tiefen Wolken" sind diese Versuche auf Grund der Beziehungen, die der Verfasser [*12—15*] zwischen den Typen der Grundschicht [*15*] und den Wolkenformen [*14*] aufgestellt hat, gelungen, wie nachstehend ausgeführt werden wird.

Typ A. Inversionstyp: Er ist gekennzeichnet durch das Fehlen tiefer Wolken bzw. durch das Auftreten flacher Nebelfelder. Da auch im Typ C und D tiefe Wolken fehlen können, so sind wir in diesem Falle allein aus der Himmelsschau heraus nicht befähigt, auf den Typ selbst einwandfrei schließen zu können. In den meisten Fällen wird man allerdings aus der Kenntnis der klimatischen Verhältnisse und aus der Wetterentwicklung einen fast sicheren Schluß ziehen können.

Typ B. Hochnebeltyp: Der Anblick vom Erdboden her ist jedem geläufig und bildlich schwer darstellbar, der Anblick vom Flugzeug aus ist vielen Meteorologen nicht bekannt, er wird gezeigt in den Abbildungen [*9*] Pl. 104 oder in lockerer Form in Pl. 102. Hervorzuheben ist hier noch, daß bei der Auflösung der St-Felder eine Wolkenunterform auftritt, die wohl meist übersehen wird bzw. oft gern als eine grobe Form von Sc bezeichnet wird, obwohl sie vom eigentlichen Sc doch gut zu unterscheiden ist. Nach Ansicht des Verfassers scheint es zweckmäßig zu sein, eine häufig auftretende Übergangsform zwischen St und Sc besonders zu kennzeichnen, die gewöhnlich dadurch entsteht, daß eine tiefliegende St-Schicht durch erdgebundenen Austausch (Turbulenz) umgestaltet wird. Da das aerologische Bild durchaus dem bei einem St ähnelt, das Wolkenbild von unten gesehen besonders im zentralen Teile gewöhnlich einem St mehr ähnelt, während an den Rändern die Beziehungen zum Sc deutlicher werden, soll vorgeschlagen werden, diese Übergangsform, solange sie als solche typisch ist, mit St zu bezeichnen und lediglich einen Zusatz zur Kennzeichnung der Unterart hinzuzufügen. Es scheint sinngemäß zu sein, diese Übergangsform Stratus cumuliformis (St cuf) zu benennen.

Ein gutes Beispiel gibt der Wolkenatlas (Pl. 167); hier ist besonders auf die ausgefransten Ränder der Wolke zu verweisen, die die enge Ver-

wandtschaft mit dem Stratus verdeutlichen. Weitere Beispiele Pl. 65 und 66. Wie Schwerdtfeger [*23*] hervorhebt, ist diese Übergangsform eine solche von St zum Sc. Die umgekehrte Umwandlung ist augenscheinlich viel seltener.

Typ C. Normaltyp: Die Grundschicht besteht aus einem ziemlich einheitlich gebauten Raum, der oben durch eine Wolkendecke abgeschlossen wird. Man kann zwei Unterfälle unterscheiden:

a) *Die Grundschicht ist wesentlich reibungsbedingt.* Dann folgt Ausbildung einer Schichtwolkendecke, deren Ausschen wesentlich verschieden sein kann, je nach der Größe des Austausches und der Feuchteverhältnisse: 1. Stratus cumuliformis, 2. Stratocumulus opacus, 3. Stratocumulus translucidus. Man vergleiche: Zu 1 Pl. 167, vom Flugzeug gesehen Pl. 105, 106. Zu 2 Pl. 169, 63, 64, vom Flugzeug gesehen Pl. 122. Zu 3 Pl. 49, 50, 51, 52.

b) *Die Grundschicht ist wesentlich konvektionsbedingt.* Die Wolkendecke besteht jetzt aus Fum, Cu hum. Pl. 164, 165, 72, 73, 75, 76. Das Bild, das sich dem Flieger darstellt, ist durch Pl. 116 und 117 wiedergegeben. Bei diesen Wolken bilden sich keine Stratocumuli und daher auch nicht die typischen Vesperalisformen.

c) *Die Grundschicht ist sowohl reibungs- als auch konvektionsbedingt.* In sehr vielen Fällen gelingt es nicht, zu entscheiden, welcher Anteil am Austausch der überwiegende ist. Man bekommt dann bei den Wolken Übergangsformen von in Reihen oder in Bänken angeordneten Cumuli bis zum Stratocumulus zu sehen. Beispiele: Pl. 74, 166. Zu den Wolkendecken ist noch einiges zu bemerken. Der Sc ist eine Schichtwolke von verhältnismäßig geringer Mächtigkeit, die in typischer Ausbildung „trocken" erscheint und deren Ballen oder Zellen ziemlich gleiche Größe besitzen. Die Untergrenze des Sc liegt gewöhnlich oberhalb des Cu-Kondensationsniveaus, so daß man deutlich erkennt, daß beide Formen verschiedenen Ursprunges sind (Pl. 48). Auch wenn die Decke massiger wird, erscheint die Wolke immer noch „trocken" (Pl. 49). Kennzeichnend ist ferner ein häufig auftretender seitlicher gerader Abschluß der gesamten Decke (Pl. 50). Unregelmäßig aufgebaute und unscharf begrenzte Decken sind schon eine Übergangsform zum Stratus cumuliformis (St cuf) (Pl. 51 und besonders gut 54). Zeigt die Wolke in ihrer Auflösung am Rande noch die auffallende Struktur in Banden und Streifen, so ist sie noch als Sc zu bezeichnen (Pl. 52).

Hebt ein kräftiger Cu, meist wohl Cu cong, große Teile der Grundschicht empor, so bildet sich durch diesen Cu veranlaßt und wahrscheinlich unmittelbar mit erzeugt ein meist eng begrenzter Sc, der dann Stratocumulus cumulogenitus (Sc cug) genannt wird (Pl. 53). Es ist aber auffallend, daß wohl immer der Farbton dieses Sc cug von dem ihn erzeugenden Cu doch auffallend verschieden ist, was auf eine andere Struktur hinweist.

Der Sc op verdichtet sich zuweilen so stark, daß er ein „feuchtes" Aussehen bekommt und so der Unterseite eines Ns ähnelt. Wir haben dann den Stratocumulus nimboideus (Sc nimb) vor uns (Pl. 62, 63, 64). In

diesem Falle dürfte auch der Charakter der Grundschicht ein anderer sein. Meist handelt es sich dann um Umbildungen, die weiter unten bei den Auflösungsformen noch zu erwähnen sind. Denn häufig erreicht der Sc nimb eine beträchtliche Dicke und leitet zum Ns über.

Da es auch fraglich ist, ob eine Unterscheidung in die obigen Untergruppen a oder b besonderen Wert hat, so kann man sich begnügen mit der Feststellung, daß die Grundschicht den Normaltypus zeigt, zur näheren Beschreibung gehören dann lediglich: Art der Wolken, Menge der Wolken, Untergrenze und Mächtigkeit der Wolken oder Obergrenze der Grundschicht und Mächtigkeit der Wolken.

Typ D. Konvektionstyp: Da die konvektive Durchmischung einen ausgesprochenen täglichen-Gang besitzt und man sinngemäß nicht sagen kann, daß mit Aufkommen der Quellwolken der Charakter der Grundschicht sich ändern muß, während die aerologische Verteilung von Temperatur und Feuchte im wesentlichen, besonders im Konvektionsraum unverändert bleibt, so haben wir zwei verschiedene Untertypen, je nachdem, ob Quellwolken vorhanden sind oder nicht. Am Morgen, bevor die Quellwolkenbildung einsetzt, kann ein Erdbodenbeobachter diesen Typ vom Normaltyp nicht ohne weiteres unterscheiden, während er unter Beachtung des Tagesablaufes dies am Abend sehr wohl kann. Der Wolkenatlas bringt nun eine Fülle von Beispielen für diese Art der Grundschicht.

Im Anfangsstadium beobachtet man häufig unter einer Sc-Decke den Beginn einer Haufenwolkenbildung: Pl. 48, in fortgeschrittener Entwicklung: Pl. 171 und 172. Besonders dankbar sind solche Lagen für das Luftbild, Pl. 109, 110, 112, 113, 118, 119, 120. Eindrucksvoll ist bei einer Grundschicht vom Konvektionstyp die Verbindung von Sc und Cu; die Sc-Decken können sich meist nur dort halten, wo kein starker Austausch durch die ganze Grundschicht herrscht. Dort, wo die Cu-Entwicklung kräftig ist, wird gewöhnlich die Sc-Decke aufgelöst (Pl. 109, 110). Eine Verbindung von Sc cug und Cu ist dagegen häufiger (Pl. 113, 115, 118).

Typ E. Böenwettertyp: Er unterscheidet sich vom Konvektionstyp im wesentlichen durch seine größere Vertikalerstreckung bzw. durch höhere Aufquellungen größeren Umfangs. Der Beobachter auf dem Erdboden kann daher nur aus der Helligkeit bzw. aus den Niederschlägen auf diesen Typ schließen, der Flieger allein kann ihn deutlich an seinem Aufbau erkennen, den die Bilder auf Pl. 114, 115 und 121 zeigen.

Der Cu cong verwächst meist zu mächtigen Massiven oder Quellwänden. Diese schichtförmige Ausbreitung des Cu gab Anlaß, diese Wolkenform früher — besonders bei Kaemtz — mit Cumulostratus zu bezeichnen. Im allgemeinen ist der Cu und auch der Cu cong eine vereinzelt aufstrebende Luftmasse, das Zusammenwachsen zu Schichten sollte als ein besonderes Merkmal auch besonders gekennzeichnet werden, denn es tritt ein bei dem einfachen Cu als auch beim Cu cong und ebenso beim Cb. Es wird vorgeschlagen, als Zusatzbezeichnung complexus

(compl) zu wählen. Dann ist Cu cong compl die typische Wolke der Grundschicht vom Böenwettertyp (Pl. 79, 80). Der Cu compl zerfällt oft in Ballen verschiedener Größe — besonders am Rande —, die dann zum Fractostratus überleiten (Pl. 81). Ein besonders eindruckvolles Bild der Wolken von Böenwettertyp stellt Pl. 83 dar. Ein gutes Bild von Cu compl und Cu cug compl von oben gesehen haben wir in Pl. 114.

Typ F. Auflösungstyp: Jetzt verwachsen bei einer vollständigen Ausbildung der Wolkenmassen die unteren mit den mittleren und gelegentlich auch mit den oberen Wolken, so daß eben die Grundschicht aufgelöst wird. Beim Gewittertyp beobachtet man ebenfalls häufig das Zusammenwachsen zu mächtigen Massiven, also „Complexusbildung" im vorgelegten Sinne. Der Cb in allen Stadien: calvus, capillatus und incus ist häufig mit einem Cu compl oder Cu cong compl vergesellschaftet (Pl. 86, 87, 88, 89, 90, 91, 92).

Cb inc kann ebenfalls solche Breitendimensionen annehmen, daß er zu einem Cb inc compl wird (Pl. 93, 94), wobei sich dann gewöhnlich mehrere Zentren stärksten Ansteigens feststellen lassen. Es ist doch eigentlich verwunderlich, daß eine für den täglichen Wetterdienst sehr wichtige Wolkenart in unserer internationalen Klassifikation keinen Platz hat. Es ist dies die „tiefe zerrissene Schlechtwetterwolke", sie ist abgebildet auf Pl. 77 und wurde hier eingereiht unter die Cumuluswolken, obwohl sie ihrem Aussehen nach gar nicht dahin gehört. Gemeint ist die Wolke, die nach der offiziellen Vorschrift mit L 6 zu verschlüsseln ist. Das vorgelegte Bild ist etwas schwer zu deuten, weil darüber liegende As- und Ns-Schichten die Struktur der unteren Wolke weniger deutlich erkennen lassen. Es gibt aber Wetterlagen, wo sie besonders leicht und gut erkennbar wird. Wenn nämlich bei echtem „Westwetter" rascher Druckanstieg einsetzt und der eigentliche „Regner", der Ns, sich rasch auflöst, bleibt eine tiefe Wolkenschicht zurück, die sehr massig ist und „feucht" und regnerisch aussieht, aus der aber kein starker Niederschlag mehr fällt. Der großen Luftfeuchte entsprechend ist die Unterseite ziemlich niedrig, die Obergrenze mag zwischen 1 und 2 km liegen. Die Wolke ist in einer mächtigen Schicht ausgebreitet, hat aber keineswegs den Charakter eines St. Denn sie ist in mächtige, in turbulenter Bewegung befindliche Ballen aufgelöst, hat also einen cumulusähnlichen Charakter. Keineswegs kann man sie aber mit einem Sc vergleichen, denn dazu ist die Wolkenmasse viel zu dick, sie ist doch aus einem Ns hervorgegangen. Aber während der echte Ns nebeliger, schleierförmiger ist, hat die tiefe zerrissene Schlechtwetterwolke eine auffallend ballige Struktur, die man auf die turbulente Strömung zurückführen muß. Es erscheint zweckmäßig, diese Wolke als eine Unterart des Ns durch Hinzufügung der Bezeichnung cumuliformis (cuf) deutlicher zu kennzeichnen. Wir können durch diese Bezeichnung Ns cuf die tiefe zerrissene Schlechtwetterwolke als Teil bzw. als Rest einer Ns-Schicht kennzeichnen, deuten damit an, daß die Turbulenz eine ähnliche Umformung herbeiführt wie beim St cuf, der letzten Endes doch ganz anderer Entstehung ist, wenngleich beide Wolkenformen einander recht ähnlich werden. Der gleiche Vorgang, der

den St zum St cuf umformt, schafft aus dem Ns den Ns cuf, die tiefe zerrissene Schlechtwetterwolke (Pl. 77).

Diese tiefe zerrissene Schlechtwetterwolke muß von tiefliegenden Fs-Wolken (Pl. 43) und Fc-Wolken (Pl. 46) deutlich unterschieden werden; übrigens sind Ns cuf und Fs bzw. Fc oft miteinander vergesellschaftet. Weitere Beispiele geben Pl. 143, 153, 161, 162 und 170. Auch der Böenkragen tritt mit diesen Wolkenformen meist zugleich auf, er muß als eine besonders massiv ausgebildete Fst-Wolke angesehen werden, denn er liegt gewöhnlich an der Stirnseite einer derartigen Wolkenschicht und verwächst auch oft mit dem Ns cuf (Pl. 99, 100).

V. Die „Ansicht des tiefen Wolkenhimmels" in den Tropen.

Für die Beurteilung der Himmelsansichten in den Tropen können wir uns auf den zweiten Band des Internationalen Wolkenatlasses [*10*] beziehen, in dem Braak die tropischen Wolken behandelt. Hierfür sind in erster Linie die ausgezeichneten Beobachtungen des Meteorologischen Observatoriums in Batavia herangezogen worden. Die eigentümliche Lage dieser Beobachtungsstation am Rande eines tropischen Meeres ergab die Möglichkeit, den Himmelszustand unter dem Einfluß von Landoberflächen und Meeresoberflächen in der inneren Tropenzone zu untersuchen. Ein Vergleich mit den Ergebnissen der „Meteor"-Expedition, gültig für die Mallungen des Atlantik nach Kuhlbrodt [*32*, *33*], gibt ferner eine erwünschte Ergänzung.

In der inneren Tropenzone haben wir einen die gesamte Erde umspannenden Gürtel tieferen Luftdruckes im Vergleich zu den beiderseits anschließenden Hochdruckgürteln der Roßbreiten. In der näheren Umgebung des Äquators fällt die Horizontalkomponente der ablenkenden Kraft der Erdrotation fort. Damit können hier keine abgeschlossenen Hochdruckgebiete entstehen, aber auch andererseits keine Depressionen, wie sie den mittleren und höheren Breiten eigentümlich sind. Alle lokal entstehenden Luftdruckdifferenzen werden in relativ kurzer Zeit zum Ausgleich kommen. Daher fehlen in der Tropenzone — obwohl wir uns in einem Gebiete relativ niedrigen Luftdruckes befinden — die mit den Depressionen verknüpften Wolkensysteme. Der Nimbostratus ist in der äquatorialen Zone unbekannt. Hier fehlt also der Auflösungstyp F_2 der Grundschicht. Daher zeigen auch die Wolkensysteme nicht die typischen Passagen von Aufzug, Zentrum und Rückseite eines Schlechtwettergebietes wie in den höheren Breiten, obwohl die Himmelsbedeckung selbst einen häufigen Wechsel zeigt. Regen- und Trockenperioden folgen einander in ähnlicher Weise wie in den höheren Breiten, ohne daß aber eine deutlich fortschreitende Bewegung dieser Zustände feststellbar ist. Das Himmelsbild verliert eben wegen des Fehlens wandernder Tiefdruckgebiete seinen prognostischen Wert. An Stelle der Wolkensysteme, die mit Depressionen verknüpft sind, findet man in den Tropen Vergesellschaftungen von Wolken, die eine ganze Jahreszeit oder bestimmte Teile des Tages oder gewisse Gebiete der

Erdoberfläche kennzeichnen, und zwar spielen jedesmal Konvektionswolken eine vorherrschende Rolle.

Der Konvektionshimmel der Tropen zeigt nach Braak drei Ausbildungstypen, die mit den Typen der Grundschicht eindeutig in Beziehung gesetzt werden können.

Typ D_1. Konvektionstyp ohne oder mit geringer Quellbewölkung: Es ist dies für Java, wofür die Betrachtungen in erster Linie gelten, der Himmel der trockenen Jahreszeit. In tropischen Gebieten ohne Trockenperiode wird dieser Typ fehlen oder seltener sein. Die Grundschicht liegt dann über Java im Mittel bei 2000 bis 2500 m. Die Luft ist innerhalb der Grundschicht sehr dunstig. Ein besonderes Kennzeichen ist das Auftreten einer deutlichen Inversion (Peplopause); daher ist Sc sehr häufig. Man vergleiche im Internationalen Wolkenatlas Bd. II. [*10*] Pl. 9, 10, 19, 21 und für den Dunst der Grundschicht mit seinem markanten Horizont Bd. II, Pl. 18. In der trockenen Jahreszeit liegt das Cu-Kondensationsniveau hoch, es bilden sich infolge der tieferen Lage der Peplopause nur Cu hum und Sc. Die Basis dieser kleindimensionierten Wolken kann sich bis zu 2 km erheben. Sehr trockene Tage sind gekennzeichnet durch eine Verstärkung des Dunstes unterhalb der Peplopause. Ist die Luft etwas feuchter, so fällt das Kondensationsniveau in die Basis der Peplopause und sehr abgeplattete Cu sind die Folge. Bei noch größerer Feuchtigkeit können sich etwas größere Cu bilden, die aber auch abgeplattete Gipfel zeigen.

Typ D_2. Konvektionstyp mit Quellbewölkung: Dies ist die gewöhnliche Form des Wolkenhimmels bei meist schwachem Wind. Infolge ziemlich hoch hinaufreichender labiler Schichtung entstehen Schönwettercumuli oft mit Türmchen. Wegen der Stärke der Ein- und Ausstrahlung und der Schwäche des Windes zeigt die Cumulusbildung in der Äquatorregion eine starke Abhängigkeit von der Unterlage. Die Entwicklung der Cu von der ersten Bildung von Fc am Vormittag über die Cu und Cu cong zum Cb calv und Cb inc geben die Bilder [*10*] 1 bis 3 gute Auskunft. Wachsen die Cb heran, so wird natürlich die Grundschicht durchstoßen, ohne daß diese aber über weite Gebiete zur Auflösung kommt. Der Einfluß der Strahlung macht sich in den Tropen eben besonders bemerkbar. Dementsprechend sind auch alle Winde mit Tagesperiode sehr ausgeprägt, und zwar sowohl Berg- und Talwinde als auch Land- und Seewinde. Daher bilden sich auch vormittags mit Vorliebe die Cu an den Berghängen. Der Talwind nährt den aufsteigenden Strom, so daß hier zuerst die Cb entstehen, deren Gipfel infolge der Rückkehrwinde sich zur Ebene hin umwenden. Am Nachmittag kühlt der Regen bereits die Hänge ab, es beginnt der Bergwind zu wehen, und die Gewitter nehmen ihren Weg zur Ebene, wo sie dann meist in den Abendstunden erlöschen. Kennzeichnend ist die Verschiebung der Cu-Bildung von Land auf See vom Tag zur Nacht. Es hat so den Anschein, als ob die Cb im Lauf des Tages von Land auf See hinausziehen. Dies braucht wohl nicht immer der Fall zu sein; man darf dagegen wohl annehmen, daß die Cb über See während der Nacht neu entstehen.

Dieser Grundschichttyp ist vorherrschend für die Zeit der Zenithalregen, die vorwiegend Gewitterniederschläge sind.

Typ E. Böenwettertyp: Die Monsunregen und die Niederschläge der ausgesprochen feuchten Jahreszeit sind verknüpft mit dem Auftreten der Grundschicht vom Böenwettertyp. Jetzt bilden sich bei relativ starken Winden, die von dem tropischen Meere her kommen, aufgetürmte Wolken, wohl meist Cu cong compl. Da diese Jahreszeit gewöhnlich nicht die heißeste ist, so sind Gewitter meist wenig häufig. Der wesentliche Charakter der Wolkenbildung dieser Regenperioden ist die vorzeitige Entwicklung der Cumulusbildung am Vormittag. Diese Cu ähneln denen der Rückseite einer gewöhnlichen Störung gemäßigter Zonen. Der Wind ist ziemlich frisch, die Temperaturdifferenzen in der Horizontalen unbedeutend, die Konvektion wird auch jetzt durch Strahlung verstärkt, ist aber nicht ausschließlich hierdurch bedingt, so daß die tägliche Periode weniger ausgeprägt ist als in den vorher geschilderten Fällen. Die Einstrahlung ist eben nicht allein entscheidend, sondern das Aufkommen feuchter Luft, die hoch hinauf feuchtinstabil geschichtet ist. Daher sind auch jetzt die Gewitter seltener.

Typ F. Auflösungstypen: Es wurde schon hervorgehoben, daß der Regenwettertyp der mittleren Breiten hier fehlt. Aber auch der Gewittertyp als Auflösungstyp scheint nur selten und dann auch nicht verbreitet aufzutreten. Denn nach Braak ist in diesen Gebieten mit gut ausgebildeten Gewittern der sogenannte Gewitterhimmel recht selten. In der Nähe des Äquators fehlen die Systèmes orageux. Gewöhnlich zeigt die Cumulusbildung am Morgen die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Nachmittagsgewittern an. Die Konvektion ist stark genug, um Cb zu erzeugen, also die Grundschicht zu durchbrechen, ohne daß sich vorher die Grundschicht aufgelöst haben muß. Der Himmel braucht also vorher nicht die Charakteristiken des Ciel orageux zu zeigen. Die Gewitter sind eben reine Wärmegewitter von nur begrenzter Dauer und Ausdehnung. Wie schon mitgeteilt wurde, lassen sich diese Ausführungen ergänzen durch die Beobachtungen von Kuhlbrodt [*32*] gelegentlich der „Meteor"-Expedition. Java liegt ja schon außerhalb der eigentlichen tropischen Kalmenzone. Für die Mallungen des Atlantik haben wir einen guten Einblick in den aerologischen Aufbau der unteren Troposphäre. Die von Kuhlbrodt [*32*] mitgeteilten typischen Zustandskurven zeigen eindeutig eine Grundschicht vom Gewittertyp (Auflösungstyp F_1), worauf der Verfasser an anderer Stelle [*34*] schon aufmerksam gemacht hat. Die sehr eindrucksvollen Wolkenbilder von Kuhlbrodt [*32*, Abb. 33 bis 40] bestätigen das hier genannte Ergebnis.

Die Systeme der unteren Wolken in den tropischen Gebieten können mit den verschiedenen Typen der Grundschicht in dem gleichen Zusammenhang gebracht werden, wie dies bei den Himmelsansichten der mittleren Breiten geschehen ist. Daraus ergibt sich die Folgerung, daß bei einer Klassifizierung der „Ansichten des tiefen Wolkenhimmels" Möglichkeiten bestehen, die sich aus der Typeneinteilung der Grundschicht ergeben. Wir können also damit den „tiefen Wolkenhimmel" nach aerologischen

Gesichtspunkten weiter unterteilen und kommen so einen wesentlichen Schritt weiter, während die bisherigen Einteilungsgrundsätze im wesentlichen rein formaler Natur waren. Die bloße Unterscheidung in Konvektions- und Turbulenz-Himmel war ein erster Ansatz hierzu, dem aber die Beziehung zur vertikalen Verteilung der meteorologischen Elemente, wozu auch die des Dunstes gehört, durchaus fehlte.

Literaturverzeichnis.

1. Stüve, G.: Wolken und Gleitflächen. Arb. Preuß. Aeron. Obs. Lindenberg **15**, 214—224 (1926).
2. Geogii, W.: Flugmeteorologie. Leipzig 1927.
3. Süring, R.: Die Wolken. Probleme der kosmischen Physik, Bd. 16. Leipzig 1941.
4. Schinze, G. und R. Siegel: Die luftmassenmäßige Arbeitsweise. Wiss. Abh. Reichsamt f. Wetterdienst, Sonderband. Leipzig 1943.
5. Schwerdtfeger, W.: Meteorologische Erfahrungen bei Wettererkundungsflügen über See. Forsch.- u. Erf.-Berichte d. Reichswetterdienstes, Reihe B Nr. 7. Berlin 1942.
6. — Über die Erscheinungsform der Fronten im nordwesteuropäischen Seegebiet. Forsch.- u. Erf.-Berichte d. Reichswetterdienstes, Reihe B Nr. 14. Berlin 1943.
7. — Untersuchungen über den Aufbau von Fronten und Kaltlufttropfen. Ber. d. dtsch. Wetterdienstes i. d. US-Zone Nr. 3 (1948).
8. Schereschewsky, Ph. et Ph. Wehrlé: Les Systèmes Nuageux. Mémorial de l'Office National Météorologique de France Nr. 1. Paris 1923.
9. Internationaler Atlas der Wolken und Himmelansichten. I. Allgemeiner Atlas. Paris 1932.
10. Atlas International des Nuages et des États du Ciel. II. Atlas des Nuages Tropicaux. Paris 1932.
11. Schneider-Carius, K.: Das Wetter im Bereich der Grundschicht. Beitr. z. synoptischen Wetterdienst Nr. 2 (1945).
12. — Der Schichtenbau der Troposphäre. Meteorol. Rdsch. **1**, 78—83 (1947).
13. Der Aufbau der Grundschicht im mitteleuropäischen Klimagebiet. Meteorol. Rdsch. **1**, 228—231 (1948).
14. — Grundschicht und Kaltluft. Meteorol. Rdsch. **1**, 360—362 (1948).
15. — Typen der Grundschicht. Geofisica pura e applicata **XII**, Fasc. 1/2 (1948).
16. Köppen, W.: Der wolkenfreie Raum an der Erdoberfläche. Meteorol. Z. **32**, 235 (1915).
17. Wenger, R.: Der wolkenfreie Raum an der Erdoberfläche. Meteorol. Z. **32**, 20—22 (1915).
18. Peppler, W.: Ergebnisse der Lindenberger Messungen der Wolkenhöhen mit Drachen und Fesselballons. Meteorol. Z. **37**, 189—193 (1920).
19. — Die Wolkenhöhen über Friedrichshafen und die Neigung der Schichten über Mitteleuropa. Meteorol. Z. **40**, 150—153 (1923).
20. — Die vertikale Erstreckung der Wolkenschichten und die Wolkenetagen über Lindenberg. Meteorol. Z. **38**, 18—21 (1921).
21. — Studie über die Aerologie des Nebels und Hochnebels. Ann. Hydr. **62**, 49—59 (1934).
22. — Bemerkungen zum Stratocumulus. Meteorol. Z. **46**, 396—399 (1929).

23. Schwerdtfeger, W.: Stratus oder Stratocumulus. Meteorol. Z. **60**, 224—228 (1943).
24. — Stratocumulusinversionen. Meteorol. Rdsch. **1**, 150—152 (1947).
25. Guilbert, G.: De la prévision des nuages et des successions nuageuses. Ann. Soc. Météor. France **35**, 162—167 (1887).
26. Dobrowolski, A.: Observations des nuages. Résultats du voyage S. V. Belgica en 1897—1899. Rapports scientifiques, Météorologie 1903. Anvers.
27. — Note sur les systèmes de nuages. Ciel et Terre **23**, 267—276, 321—327, 341—348, 365—374 (1902/03).
28. Duhr et Wehrlé: Nuages et systèmes nuageux. O. N. M. Cours de Météorologie **II**. Paris 1926.
29. Dedebant, G. et A. Viaut: Manuel de météorologie du pilote. Paris 1936.
30. O. N. M.: Instructions techniques à l'usage des météorologistes aux armées. Fasc. III. Notices techniques 1939.
31. Siegel, R.: Herkunft und Verknüpfung einiger Begriffe der synoptischen Meteorologie. Meteorol. Rdsch. **1**, 162—165 (1948).
32. Kuhlbrodt, E. und J. Reger: Die meteorologischen Beobachtungen. Wiss. Ergebn. d. Dtsch. Atlantischen Expedition Meteor. 1925—1927. **XIV**. Berlin 1938.
33. Kuhlbrodt, E.: Zur Meteorologie des tropischen Atlantischen Ozeans. Forsch.- u. Erf.-Bericht d. Reichswetterdienstes, Reihe A Nr. 15 (1942).
34. Schneider-Carius, K.: Aerologie und Klimatographie des Atlantischen Ozeans. Meteorol. Rdsch. **1**, 356—359 (1948).

551.511 : 551.515.4 (436)

(Wetterdienststelle Innsbruck.)

Über den Zusammenhang zwischen Labilitätsenergie und Gewitterbildung in den Nordalpen.

Von

R. Weixlederer.

Mit 1 Textabbildung.

Zusammenfassung. Auf Grund der Radiosondenaufstiege von Friedrichshafen am Bodensee werden die Zusammenhänge zwischen der Labilitätsenergie und der Gewittertätigkeit in Tirol und Vorarlberg im Sommer 1947 untersucht. Im Durchschnitt zeigt sich eine deutliche Zunahme der Gewitterhäufigkeit mit steigender Labilität. Einzelfälle mit davon abweichendem Verhalten erklären sich aus der Wetterlage und aus lokalen Besonderheiten im Gebirge. Auch der Tagesgang der Gewittertätigkeit ist von der Labilitätsenergie abhängig.

Summary. This is a study on the relations between the energy of instability and thunderstorm activity in Tyrol and Vorarlberg in summer 1947, on the base of radio sonde measurements at Friedrichshafen on the Lake of Constance. On the average, there is a marked increase of thunderstorm frequency with rising instability. Exceptional cases can be explained by the particular weather situation and local influences of the mountains. The diurnal variation of thunderstorm activity as well depends on the energy of instability.

Résumé. A l'aide des radio-sondages de Friedrichshafen sur le lac de Constance on examine les relations entre l'énergie pseudolabile et l'activité orageuse dans le Tirol et le Vorarlberg pendant l'été 1947. On constate en moyenne que la fréquence des orages croît avec la pseudolabilité. Il y a des exceptions qui s'expliquent par la situation météorologique générale et par des particularités locales en montagne. La variation diurne de l'activité orageuse dépend également de l'énergie pseudolabile.

Während der Gewitterperiode vom Mai bis September des Jahres 1947 wurden an der Wetterdienststelle Innsbruck die Radiosondenaufstiege von *Friedrichshafen* ausgewertet, deren Labilitätsenergie berechnet und die Zusammenhänge mit der Gewitterbildung in Tirol und

Vorarlberg untersucht. Anlaß hiezu gab die Erkenntnis, daß in den Alpen für die Entstehung von Gewittern vielfach andere Voraussetzungen vorliegen als im Flachlande und daß man daher Erfahrungen, die man für die Ebene gewonnen hat, nicht ohne weiteres auf alpine Gebiete anwenden kann.

Die Aufstiege wurden auf dem französischen aerologischen Diagrammpapier E. C. M. Nr. 761 ausgewertet. Dieses hat als Abszisse eine lineare Temperaturteilung und als Ordinate eine logarithmische Druckteilung. Es handelt sich also um ein „Emagramm", das gestattet, die Energie pro Masseneinheit zu bestimmen.

Nach Refsdal [*1*] ist die Energie, die man braucht, um ein Luftteilchen vom Niveau y_0 mit dem Drucke p_0 bis zum Niveau y_1 mit dem Drucke p_1 zu heben, pro Masseneinheit gleich der Fläche, die zwischen den beiden Niveaus durch die Zustandskurve und die Adiabatenkurve auf dem Diagrammpapier eingeschlossen wird. Je nachdem die Temperatur T' des Luftteilchens, die sich bei der Hebung nach der Trocken- oder Feuchtadiabate ändert, größer oder kleiner ist als die Temperatur T der umgebenden Atmosphäre (Zustandskurve), wird bei der Hebung des Luftteilchens Energie frei oder muß Arbeit geleistet werden.

Auf dem genannten Diagrammpapier wurde die Labilitätsenergie durch Ausmessen der eingeschlossenen Fläche ermittelt. Dabei entspricht:

$$1 \text{ mm}^2 = 9451 \text{ erg/g}.$$

Die zur Untersuchung verwendeten Radiosondenaufstiege von Friedrichshafen wurden durchschnittlich um 5 Uhr GMT ausgeführt. Da zu dieser Zeit durch die nächtliche Ausstrahlung häufig eine flache Temperaturinversion vorhanden war, wurde in diesen Fällen, um die Ergebnisse nicht zu verfälschen, als Ausgangsniveau der Berechnung nicht der Boden, sondern die Obergrenze der Inversion genommen.

Weil für die Ausbildung von Gewittern auch der Zustand der höheren Luftschichten von Bedeutung ist, wurde die Energieberechnung, falls es die Aufstiegshöhe gestattete, bis zum Niveau 350 Millibar (ungefähr 8100 m) durchgeführt. Die hier berechnete Energie stellt die Gesamtenergie dar, die bei der Hebung eines Luftquants vom Ausgangs- bis zum Endniveau umgesetzt wird, enthält also auch die Auslöseenergie (vom Ausgangsniveau oder Boden bis zum Schnittpunkt der Feuchtadiabate mit der Zustandskurve). Da letztere negativ ist, hat die Gesamtenergie normalerweise einen kleineren Wert als die Energie, die sich durch Berechnung vom Kondensationsniveau aus ergibt, oder sie kann sogar negativ werden.

So wurden an jedem Tage, an dem Aufstiege vorlagen, die Energien berechnet (insgesamt 113 Aufstiege) und sämtliche Gewittermeldungen gesammelt. Es sollte nun festgestellt werden, bei welchem Mindestbetrag an Labilitätsenergie die Gewitterbildung einsetzt, damit man auf Grund dieser Erfahrungen im Prognosendienst aus den Frühaufstiegen auf die am Tage zu erwartende Gewitterentwicklung schließen kann. Leider stehen zur Zeit keine Nachmittagsaufstiege zur Verfügung. Aus den

Frühaufstiegen ist es nicht immer möglich, die Labilitätsverhältnisse, die am Nachmittage, der Zeit der stärksten Gewitterentwicklung, herrschen, abzuschätzen. Durch die große tägliche Temperaturschwankung in den Alpentälern können nachmittags labile Verhältnisse geschaffen werden, auch wenn sich der Frühaufstieg stabil erweist

Zur Beobachtung der Gewittererscheinungen leistete das von der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik errichtete Gewitterbeobachtungsnetz gute Dienste. In Verbindung mit mehreren Klimastationen standen 39 ziemlich gleichmäßig über Tirol und Vorarlberg verteilte Beobachtungsstellen zur Verfügung. Sämtliche Gewittererscheinungen zu erfassen, wird aber auch mit diesem verhältnismäßig dichten Netz nicht möglich gewesen sein. Auch die Güte der Beobachtungen dürfte nicht zu allen Tagesstunden gleich sein, besonders nach Mitternacht kann manches Gewitter der Beobachtung entgehen. Außerdem gibt es im Hochgebirge größere unbesiedelte Räume, die der Beobachtung kaum zugänglich sind (Gletscherregion, Karwendelgebirge). Wie groß die Zahl der auftretenden Gewitter sein kann, zeigt als Beispiel ein Ergebnis des vom Mai bis September 1935 in Tirol und Vorarlberg eingerichteten Gewitterbeobachtungsnetzes, das über 391 Stationen verfügte [*2*]. In diesem Zeitraume wurden in Tirol und Vorarlberg einschließlich der Randgebiete von Salzburg und Bayern allein zwischen 16 und 18 Uhr 145 Gewitterzüge beobachtet, während im Mittel auf eine Klimastation in Tirol nur 10 bis 20 Gewittertage im Jahre entfallen. War es also mit dem Beobachtungsmaterial des Sommers 1947 nicht möglich, jedes einzelne Gewitter zu erfassen, so konnten aber sicherlich alle wesentlichen Gewitterlagen ermittelt werden. Diese Fälle zu erkennen, ist aber für den Vorhersagedienst wichtig.

Ergebnisse.

Zur Auswertung des Materials wurde für jeden Tag, an dem ein Aufstieg von Friedrichshafen vorlag, die Zahl der positiven Gewittermeldungen ermittelt. Da der Gewitterprozeß seine Energie aus dem labilen Aufbau der Atmosphäre erhält, ist anzunehmen, daß ein enger Zusammenhang zwischen Labilitätsenergie und Gewittertätigkeit besteht. Die Untersuchung zeigt aber, daß dies im Einzelfalle nicht immer zutrifft. Es kamen Tage vor, an denen bei erheblicher Labilität nur vereinzelte schwache Gewitter auftraten, anderseits blieben sogar Tage mit stark stabilen Verhältnissen nicht gewitterfrei. Wie bei den Gewitteruntersuchungen im Jahre 1935 [*2*] zeigte es sich auch hier, daß vollkommen gewitterfreie Tage in den Alpen selten sind. Nach dem österreichischen Netze waren vom 1. Mai bis 31. August 1947 in ganz Österreich nur zwei vollkommen gewitterfreie Tage! Darin zeigt sich, wie sehr die Gebirge die Entwicklung lokaler Gewitter begünstigen.

Faßt man aber die Tage in Labilitätsgruppen zusammen und berechnet für jede Gruppe die mittlere Zahl der positiven Meldungen pro Tag (Gewitterdichte), so erhält man einen guten Zusammenhang (Tabelle 1).

Tabelle 1. *Zusammenhang zwischen Labilitätsenergie und mittlerer Gewitterdichte sowie Anzahl der Gewittertage.*
(Maßzahl der Labilität in mm² des Diagrammpapiers.)

Labilität	unter —1500	—1500 bis —1000	—1000 bis —500	—500 bis 0	0 bis +500	+500 bis +1000	über +1000,
Gewitterdichte....	0,6	0,4	4,8	5,1	7,6	10,1	11,0
Zahl der Gewittertage in % der Fälle		17	55	75	74	86	100

Bei Werten der Labilität unter — 1000 ist die Gewittertätigkeit sehr gering, sie beschränkt sich, falls überhaupt Gewitter auftreten, auf vereinzelte schwache Fälle. Erst oberhalb — 1000 setzt regere Gewittertätigkeit ein, die sich mit zunehmender Labilität erst rasch, dann langsamer steigert. Ähnliche Verhältnisse fand Winter [3] bei Gewittern bei Westlufteinbrüchen im Nordalpengebiet. Allerdings bildete dort die Labilität, berechnet von der Kondensationshöhe bis zur 600 Millibar-Fläche die Grundlage, während in unserer Untersuchung die gesamte Energie (einschließlich der Auslöseenergie) vom Boden bzw. vom Inversionspunkte bis 350 Millibar verwendet wurde.

Auch die Zahl der Gewittertage steht, wie die Tabelle 1 zeigt, in enger Abhängigkeit von der Labilität. Während bei Werten zwischen — 1500 und — 1000 nur 17% der Tage Gewitter hatten, kamen bei Labilitäten über + 1000 im Beobachtungsbereiche keine gewitterfreien Tage vor. Für Prognosenzwecke läßt sich dieses Ergebnis gut verwenden.

Von Interesse sind nun die Tage, die ein von diesen durchschnittlichen Verhältnissen abweichendes Verhalten zeigen. An einigen Tagen traten trotz Labilität keine oder nur vereinzelte schwache Gewitter auf. Eine nähere Untersuchung der betreffenden Wetterlagen ergab, daß solche Fälle, falls es sich um reine Wärmegewitter handelte, nur bei Hochdrucklagen vorkamen. Solche Lagen waren vom 21. bis 30. Juli, vom 9. bis 20. August und vom 10. bis 20. September. Vom 23. bis 30. Juli lagen die Alpen am Ostrande eines im 500 Millibar-Niveau gut ausgeprägten, weit nach Norden reichenden Hochdruckkeiles. Da bei solchen Wetterlagen in der Atmosphäre Absinkbewegung vorherrscht, kann sich trotz starker Erwärmung der bodennahen Luftschichten keine großräumige Aufwärtsbewegung der Luft durchsetzen. Nach der Ansicht v. Fickers [4] erzeugt stärkste Labilität in bodennahen Schichten für sich allein keine Gewitter, wenn bei antizyklonalen Verhältnissen die mittleren Schichten warm sind. Die hohen positiven Labilitätswerte werden in solchen Fällen nur durch starke Erhitzung der Luft in den unteren Schichten erzeugt. Anscheinend können sich so hohe Labilitätswerte nur deshalb ausbilden und durch mehrere Tage hindurch erhalten, weil Hochdrucklagen die Umschichtung der Atmosphäre durch Gewitter, die zu einer Stabilisierung führen, unterbinden. Erst bei Abschluß einer Hoch-

druckperiode tritt regere Gewittertätigkeit ein. Wie die Labilitätsenergie mit ansteigenden Tageshöchsttemperaturen zunimmt, zeigen die Tage vom 22. bis 27. Juli 1947:

Tabelle 2.

	Labilitätsenergie	Tageshöchsttemperaturen
22. Juli	— 1353	25—28°
23. „	— 440	26—29°
24. „	— 63	27—30°
25. „	+ 766	28—31°
26. „	+ 1813	30—33°
27. „	+ 83	31—34°

Vom 23. bis 26. Juli lag jeweils nur eine einzige Gewittermeldung vor, am 27. hatten drei Stationen Gewitter, also ging erst an diesem Tage die Labilität bei bescheidener Gewitterbildung zurück.

Während des Beobachtungszeitraumes betrug der Anteil der Aufstiege mit positiver Energie während der Hochdrucklagen 38%, bei allen Lagen jedoch nur 27%. Auch dies spricht dafür, daß Hochdrucklagen die Ausbildung von Labilität in den unteren Schichten begünstigen (Abb. 1).

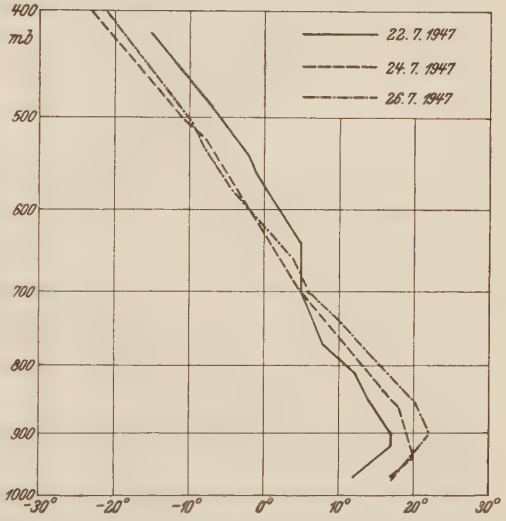

Abb. 1. Zunahme des vertikalen Temperaturgradienten unterhalb 700 Millibar über Friedrichshafen während der Hochdrucklage vom 22. bis 26. Juli 1947.

Den Gegensatz zu den hier besprochenen Fällen bilden die Gewitter, die bei erheblich negativen Energiewerten auftraten. Es ist anscheinend ein Widerspruch, daß bei stabiler Luftschichtung Gewitter entstehen können, denn der Gewitterprozeß erhält seine Energie aus dem labilen Aufbau der Atmosphäre, setzt also Labilität voraus. Handelt es sich um Frontgewitter, so kann man an Advektion kühler oder feuchter Luft in höheren Schichten denken, also an Vorgänge, die man mit einem einzigen Aufstiege in den Frühstunden nicht immer erfassen kann. In Nordamerika hat Namias [5] Gewitterlagen untersucht, wobei trotz bedeutender Stabilität im Tephigramm des Frühaufstieges sich starke Gewittertätigkeit ausbildete. Die Ursache war Advektion feuchter Luft in höheren Schichten. Es kann aber auch der

Fall eintreten, daß bei einem Frontdurchgang von Westen her das westlicher gelegene Friedrichshafen bereits von der neuen in Stabilisierung begriffenen Luftmasse erfaßt wird, während östlich davon in Tirol an und vor der Front bei anderen Labilitätsverhältnissen Gewitter auftreten.

Es kamen aber auch Tage vor, an denen bei stabilem Aufbau des Frühaufstieges reine Wärmegewitter beobachtet wurden. Auch hier mögen manchmal unkontrollierbare Vorgänge in den oberen Schichten eine Rolle spielen und den Gewittervorgang auslösen. Bemerkenswert ist aber, daß an allen diesen Tagen eine starke Erhitzung der bodennahen Luftschichten erfolgte. Die Gewitter entstanden in den meisten Fällen aber nicht zur Zeit der größten Erwärmung, sondern viel später, teilweise erst nach 21 Uhr. Böhme [6] nimmt an, daß solche Abendgewitter in erster Linie bei Advektion kalter Luft in der Höhe erfolgen. Das späte Einsetzen ist aber bei dieser Art von Gewittern so regelmäßig, daß man kaum in allen Fällen die Advektion kälterer Luft dafür verantwortlich machen kann. Hier muß zur Erklärung die Ansicht v. Fickers [7] über die Entstehung lokaler Wärmegewitter herangezogen werden. Demnach erzeugt die Umlagerung in den unteren Schichten eine Instabilität an der oberen Umschichtungsgrenze, von der aus sich der Umschichtungsprozeß auf immer größere Höhen überträgt. Dieser dauert auch noch an, wenn am Boden bereits Abkühlung eingetreten ist. Das stärkste Aufsteigen findet erst nachts bei bereits eingetretener Abkühlung der bodennahen Schichten statt. An mehreren Tagen mit Wärmegewittern am Abend zeigte der Frühaufstieg von Friedrichshafen in den unteren Teilen Stabilität und erst in größeren Höhen Labilität. Wenn sich der Umschichtungsprozeß bis in solche Höhen emporgearbeitet hat, erhält er neuen Auftrieb und kann noch in späten Abendstunden lokale Gewitter auslösen. Charakteristisch ist der Witterungsverlauf an solchen Tagen: es herrscht tagsüber wolkenloser bis heiterer Himmel, auch nachmittags sind über den Bergkämmen kaum Ansätze zu stärkerer Quellwolkenbildung zu beobachten, nach dem Wolkenbilde erwartet man keine Gewitter, um so auffälliger ist es dann, daß in den späten Abendstunden dennoch Gewitter oder Wetterleuchten auftreten. Ist die Umschichtung — veranlaßt durch die Erhitzung am Boden — bis zu höheren labilen Schichten vorgedrungen, dann kann die Wolken- und Gewitterbildung rasch einsetzen und auch noch am Abend erfolgen. Aus solchen Fällen erkennt man, daß es bei Labilitätsberechnungen wichtig ist, auch die Zustände in höheren Schichten zu beachten.

Durch die starke nachmittägige Erwärmung der Luft in den Alpentälern können sogar bei stabiler Schichtung am Morgen nachmittags labile Verhältnisse geschaffen werden. Durch die Hangaufwinde an den Bergflanken wird eine großräumige Konvektion eingeleitet, die Voraussetzung zur Gewitterbildung ist. Deshalb ist die lokale Wärmegewittertätigkeit über den Gebirgen häufiger als über den Ebenen. In dem im Sommer 1947 untersuchten Zeitraume hatte fast die Hälfte (49%) der Gewittertage Wärmegewitter.

Es wurde bereits erwähnt, daß bei stabiler Schichtung im Frühaufstieg die Gewitterbildung viel geringer war als bei Labilität. Dabei zeigte es sich immer wieder, daß sich in solchen Fällen die Gewitter auf die bevorzugten Gewitterherde, die in der Untersuchung des Sommers 1935 [2] als Entstehungsstätten gefunden wurden, beschränkten. Nur wo die orographischen Verhältnisse die Entstehung von Gewittern besonders begünstigten, traten diese auf. Zu einer weiteren Ausbreitung auf Nachbargebiete kam es aber selten. Als solche Entstehungsgebiete erwiesen sich die Täler beiderseits des Arlbergs, die Gegend um Landeck und die Randgebiete der Lechtaler und Allgäuer Berge.

Die Tatsache, daß bei stabileren Verhältnissen der Ausbruch der Wärmegewitter meist erst in den Abendstunden erfolgte, läßt erwarten, daß auch der tägliche Gang der Gewittertätigkeit bis zu einem gewissen Grade von der Labilitätsenergie abhängig ist. Es wurden daher die Gewitter nach dreistündigen Intervallen ausgezählt. Die Gewittertage wurden geordnet in Fälle mit positiver oder negativer Labilitätsenergie, außerdem in Tage mit lokalen Wärmegewittern und sonstigen Gewittern (Frontgewitter und Gewitter in Kaltluftmassen). Das Ergebnis zeigt die Tabelle 3.

Tabelle 3. *Häufigkeit der Tage mit Gewittertätigkeit zu den einzelnen Tagesstunden.*

	0 — 3	3 — 6	6 — 9	9 — 12	12 — 15	15 — 18	18 — 21	21 — 24
W +	3			2	5	11	12	11
W —	1				1	8	10	12
F +	3	3	5	5	4	5	4	5
F —	6	8	7	4	14	18	12	12

W + = Wärmegewitter bei positiver Labilitätsenergie
W — = „ „ negativer „
F + = Frontgewitter „ positiver „
F — = „ „ negativer „

Sowohl bei Wärme- als auch bei Frontgewittern ist ein verschiedenartiges Verhalten des Tagesganges zu erkennen, je nachdem positive oder negative Energie vorhanden ist. Bei positiver Energie treten die Wärmegewitter, die sich im allgemeinen auf die zweite Tageshälfte beschränken, früher ein als bei negativer Energie. Im letzteren Falle liegt das Maximum sogar erst zwischen 21 und 24 Uhr. Diese Art von Wärmegewittern dürfte über den Ebenen viel seltener sein, denn sie entstehen nur dort, wo besondere Gebirgsformen auch bei minder labilen Lagen noch eine großräumige Konvektion ermöglichen. Während an solchen Tagen das Flachland gewitterfrei bleibt, entstehen im Gebirge in den Abendstunden örtliche Gewitter. Dies mag unter anderem auch ein Grund für das späte Tagesmaximum der alpinen Gewittertätigkeit sein.

Bilden sich Front- oder Kaltluftgewitter bei stark labiler Luftschichtung, so ist kein ausgeprägter Tagesgang zu erkennen. Liegen also atmosphärische Verhältnisse vor, die eine Gewitterbildung begünstigen,

so kann diese zu jeder Tageszeit ausbrechen, vielleicht ist die Bereitschaft dazu vormittags sogar größer, es bedarf dazu nicht erst der Erwärmung vom Boden her, um eine Aufwärtsbewegung der Luft in Gang zu setzen; ist aber durch den Gewitterprozeß eine Umschichtung der Atmosphäre erfolgt, setzt Stabilisierung und Erlöschen der Gewittertätigkeit ein. Bei Frontgewittern ist das Auftreten allerdings auch vom Zeitpunkt des Frontdurchganges abhängig.

Bei stabilem Aufbau des Frühaufstieges zeigen auch die Frontgewitter einen den Wärmegewittern ähnlichen Tagesgang. Sie erstrecken sich zwar auf alle Tagesstunden, ihre größte Häufigkeit liegt aber in der zweiten Tageshälfte. Zur Auslösung ist neben der an der Frontfläche wirksamen Hebung der Luftmassen auch der Auftrieb durch die Erwärmung vom Boden her nötig.

Mit den Ergebnissen eines einzigen Sommers mag es zwar nicht möglich gewesen sein, allgemeingültige Erfahrungen zu sammeln, denn Zufälligkeiten und Besonderheiten der Jahreswitterung können noch eine zu große Rolle spielen; wohl aber konnte gezeigt werden, daß ein enger Zusammenhang zwischen Labilität und Gewitterbildung in mehrfacher Hinsicht besteht. Zur prognostischen Beurteilung der Gewitterbereitschaft während des Tages läßt sich ein am Morgen ausgeführter Radiosondenaufstieg gut verwenden. Man muß dabei aber stets auch die allgemeine Wetterlage beachten und muß sich bewußt sein, wie wichtig gerade die Verhältnisse in den höheren Schichten der Troposphäre sind. Durch das Studium thermodynamischer Fragen erhält man so Einblick in manche Besonderheiten der alpinen Gewittertätigkeit.

Literaturverzeichnis.

1. Chromow, S. P.: Einführung in die synoptische Wetteranalyse, S. 102. 1940.
2. Weixlederer, R.: Studien über die alpine Gewittertätigkeit. Meteorolog. Z. **1939**, 215.
3. Winter, H.: Sommerliche Westlufteinbrüche und Gewitterhäufigkeit. Meteorolog. Z. **1938**, 91.
4. Ficker, H. v.: Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter, 1. Mitt. S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. **3**, 28—39 (1931).
5. Namias, J.: Thunderstorm Forecasting with the aid of Isentropic Charts. Bull. Amer. Met. Soc. **19**, 1 (1938).
6. Böhme, G.: Der aerologische Zustand der Atmosphäre bei Gewitterlagen. Z. angew. Meteorol. **1934**, 273.
7. Ficker, H. v.: Über die Entstehung lokaler Wärmegewitter, 2. Mitt. S.-B. preuß. Akad. Wiss., physik.-math. Kl. **16**, 197—251 (1932).

550.837

(Mitteilung der Dozentur für Geoelektrik am Schwachstrominstitut der Technischen Hochschule in Wien.)

Einige funkgeologische Untersuchungen nach der Ersatzkapazitäts- und Ausbreitungsmethode mit nahem Sender und die Möglichkeit einer indirekten Anzeige tiefer elektrischer Diskontinuitäten.

Von

V. Fritsch.

Mit 14 Textabbildungen.

Zusammenfassung. Beobachtungen scheinen zu zeigen, daß durch Funkmutung Diskontinuitäten nachgewiesen werden, die außerhalb der Aufschlußteufe des verwendeten Gerätes liegen. In der geschilderten Weise werden besonders tektonische Störungen nachgewiesen. Eine direkte Erklärung dieser Erscheinung ist nicht möglich. Es bleibt somit nur die Möglichkeit der indirekten Erklärung übrig. Es wurden verschiedene Arbeitshypothesen auf ihre Zulässigkeit untersucht. Bisher kann keine dieser Arbeitshypothesen befriedigen. Um die physikalisch und wirtschaftlich wichtige Frage zu klären, sind daher weitere Versuche nötig.

Summary. Observations seem to show that discontinuities lying beyond the prospection depth of the used apparatus can be found by radio prospecting. Especially tectonic disturbances are indicated by the method described. A direct explanation of this phenomenon is not possible, it can thus only be attempted to give an indirect one. Different working hypotheses have been examined as to their applicability but up to now none of them have proved satisfactory. In order to clearify this question, which is both physically and economically of great importance, further experiments are necessary.

Résumé. Les essais semblent montrer que par le procédé de la prospection radioélectrique on décèle des discontinuités se trouvant hors du domaine utile de l'appareil utilisé. Ce sont surtout les perturbations d'origine tectonique qui sont décelées. Une explication immédiate de ce phénomène n'est pas possible et seule une explication indirecte pourrait être donnée. On a examiné plusieurs hypothèses de travail et leur vraisemblance, mais aucune n'est jusqu'ici satisfaisante. Il faut donc d'autres essais pour démêler cette question importante du point de vue physique et économique.

Während der letzten Kriegsjahre wurde von verschiedenen Autoren über Versuche auf dem Gebiete der Funkmutung berichtet, die physikalisch nicht zu erklären sind. Es wurde nämlich über Aufschlüsse berichtet, die weit außerhalb jenes Raumes lagen, der physikalisch bestimmt ist. Diese Messungen [*1, 2*] wurden nun in der geophysikalischen Fachpresse lebhaft bestritten.[1] Eine Klärung wurde dadurch erschwert, daß Bau und physikalische Wirkungsweise der betreffenden Geräte nie genau beschrieben wurde. Da andererseits Bergleute günstige Ergebnisse meldeten [*3*], so wurden dennoch solche Geräte in größerem Maßstab eingesetzt. Auch die amerikanische Fachliteratur berichtet über analoge Untersuchungen [*4*]. Der Verfasser hatte nun Gelegenheit, im Auftrage amtlicher Stellen und der Industrie diese Verfahren näher zu studieren. Leider konnten diese Untersuchungen wegen der Kriegsereignisse nicht abgeschlossen werden. Dennoch glaubt der Verfasser durch deren Veröffentlichung zur Behandlung dieses umstrittenen Problems beizutragen.

I. Allgemeines über die Meßverfahren.

Die wichtigsten Verfahren der Funkmutung wurden bereits mehrmals besprochen [*5*]. Hier seien nur jene beiden Verfahren kurz besprochen, die bei diesen Messungen verwendet wurden.

a) Ersatzkapazitätsverfahren [*6, 7*].

Über dem Untergrund, dessen Leitfähigkeit σ, Dielektrizitätskonstante ε, Dämpfungsfaktor ψ und Permeabilität μ beträgt, sei ein Antennendipol von der Länge $2\,l_a$ ausgespannt. Er ist an einen Schwingungskreis $C' \ldots . L'$ angeschlossen. C' wird so eingestellt, daß ein bestimmter Betriebszustand, z. B. Resonanz oder Schwingungseinsatz erreicht wird. Es wird die Kapazität bei angeschalteten und abgeschalteten Antennenästen bestimmt. Die Differenz wird „Ersatzkapazität" genannt. Sie ist von der statischen Antennenkapazität, aber auch von anderen Faktoren, so der elektrischen Beschaffenheit des Untergrundes abhängig.

Die Ersatzkapazität ΔC berechnet Wiechowski [*8*]. Wenn $\mu = 1$, sowie $l_a/\lambda_a < 0{,}02$

$$\Delta C \cong 12{,}06\, l_a^{\text{Meter}} \frac{\psi}{\log \frac{2\,h_a}{r_a}} \text{ in } p\,F \cong C_{st}\frac{\psi}{\varepsilon},$$

da die statische Kapazität $C_{st} = K\, l_a \dfrac{\varepsilon}{\log \dfrac{2\,h_a}{r_a}}$.

Gemessen wird die Ersatzkapazität ΔC oder der Faktor ψ als Funktion der Antennenhöhe h_a oder des Meßortes. r_a ist der Halbmesser des Antennendrahtes.

[1] Besonders scharfe Ablehnung von H. Reich anläßlich der Rezension des Buches über das Geoskop in Beitr. angew. Geophysik (1944).

b) Ausbreitungsverfahren.

Die Ausbreitungsverfahren basieren auf älteren [*9*, *10*, *11*] theoretischen Untersuchungen. In neuer Zeit wurden sie besonders von Grosskopf und Vogt [*12*] ausgebaut.

Bekanntlich ist die Neigung des Feldes in der Ausbreitungsrichtung von der elektrischen Beschaffenheit des Untergrundes abhängig. Je geringer z. B. die Bodenleitfähigkeit ist, desto mehr ist das Feld vorgeneigt. Es erscheint daher aus einer horizontalen Komponente E_{x0} und einer vertikalen Komponente E_{y0} zusammengesetzt. Die Komponenten des Feldes an der Erdoberfläche verhalten sich zueinander wie folgt:

$$\frac{E_{x0}}{E_{y0}} = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon + j\,\frac{\sigma}{\omega}}},$$

wobei sich ε und σ auf den Untergrund beziehen [*12*].

Besteht der Untergrund aus mehreren Schichten, so werden diese durch eine einzige „physikalisch äquivalente" Schicht substituiert. Der Endpunkt des Feldvektors beschreibt eine Drehfeldellipse von den Achsen a und b. In der folgenden Tabelle sind einige gemessene Werte zusammengestellt. Die kleine Achse schließt mit der Abszisse den Winkel β ein [*12*].

Untergrund	a/b	$\beta°$
Metallblech	39,7	—
Wiese ($\sigma = 8 \cdot 10^{-14}$ el. *CGS*)	19,3	2,2
Trockene Schichten über tiefem Grundwasser ($\sigma = 3{,}5 \cdot 10^{-14}$ el. *CGS*)	12,1	5,2

In Deutschland verwendete man zu den hier besprochenen Untersuchungen das sogenannte „Geoskop" von Machts, Ruhl und Mitarbeitern [*13*, *14*], in Amerika jenes von Fisher [*15*]. Bei diesem sind Gitter und Rückkopplungsrahmen unmittelbar ineinander gebaut. Meist stehen sie aufeinander senkrecht. Jede Änderung der Bodenleitfähigkeit und jede dadurch bedingte Änderung der Feldrichtung ist dann an einer Änderung der im Empfangsrahmen induzierten Spannung zu erkennen. Bei dem amerikanischen Gerät ist die Basisentfernung praktisch gleich Null, während die deutschen Geräte eine — allerdings sehr kleine — Basis haben. Bei diesen sind Senderahmen und Empfangsrahmen unter einem bestimmten Winkel fixiert. Das Wesentliche an dieser Anordnung ist vor allem ein äußerst empfindlicher Empfänger. Sender und Empfänger werden samt Batterien, Rahmen und Meßgeräten in Holzkästen eingebaut, und diese werden gegeneinander schwenkbar in einen tragbaren Steg eingesetzt.

Da Metalleiter das Feld immer stören, so hat der Verfasser zu Versuchszwecken eine Anordnung entwickelt, bei der im Feld des Rahmens

nur zwei oder drei dünne Heizdrähte ausgespannt sind. Das Schema dieses Geräts zeigt Abb. 1. Das Feld wird mit einem Hitzdraht ausgemessen, der optisch abgelesen wird. Von diesem Meßgerät führen also keine Verbindungsleitungen zu den Verstärkern und Batterien, die das Feld stören. Der mit dem Sender S verbundene Rahmen R_1 erzeugt ein Feld, das vom Rahmen R_3 aufgenommen wird. Der in diesem Rahmen induzierte Strom wird dem Hitzdraht *2* des noch zu besprechenden Instruments zugeleitet (siehe Abb. 2). Außerdem ist noch ein zweiter Empfangsrahmen R_2 vorgesehen, der den Faden vorwärmt, was meßtechnisch günstig ist. Der Faden *2* trägt eine Blende B, die den Licht-

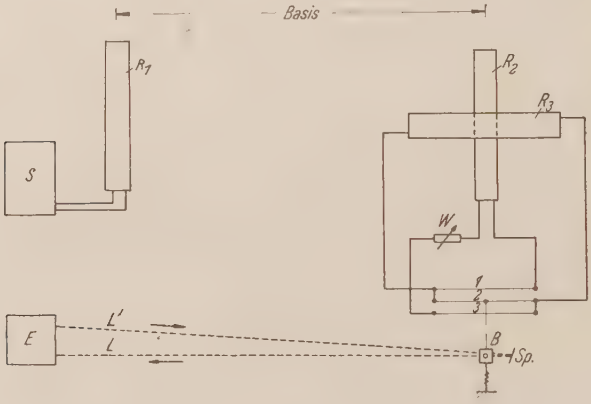

Abb. 1. Gerät mit Hitzdrahtmeßgerät.

strom L steuert. Dieser wird durch den Spiegel Sp reflektiert und auf eine Photozelle gelenkt, deren Strom verstärkt und im Gerät E gemessen wird.

Das Hitzdrahtgerät wird in einen evakuierten Glaskolben eingebaut. Um äußere Temperaturänderungen und ähnliche Einflüsse zu kompensieren, sind drei Hitzdrähte 1, 2, 3 gleicher Beschaffenheit vorhanden, die in Schleife geschaltet sind. Die zu messende Spannung wird an die Enden des Fadens *2* angelegt, während der Vorwärmstrom alle drei Drähte durchfließt. Die Fäden sind am linken Ende am Glaskörper fest angeschmolzen. Das rechte Ende ist an einem Isolierstab befestigt, der durch eine Feder angespannt wird. Eine Ausdehnung des mittleren Drahtes wird durch Blendenverschiebung nur dann angezeigt, wenn sie größer ist als jene der beiden anderen Drähte. Dies ist nur durch den Meßstrom möglich.

Um äußere Temperatureinflüsse abzuschirmen, ist das Meßgerät in eine doppelwandige evakuierte und innen verspiegelte Röhre eingeschlossen. Die vollständige Meßanordnung zeigt Abb. 2.

Die drei Spulen R werden am Ende einer langen Stange T befestigt. Der Rahmen R_1 ist durch Schneckentrieb S, der über die Stange 1 durch

V gedreht wird, verstellbar. Über dem Rahmen R_2 und R_3 sitzt das Hitzdrahtinstrument mit der Optik. Die Beleuchtungslampe ist in E, die Photozelle in Z untergebracht. D ist ein Abblendrohr. Von dem Rahmen R_1, der Photozelle Z und dem Meßgerät gehen gut abgeschirmte Kabelleitungen 2, 3, 4 zu einem Tornister, der Sender, Photozellenverstärker und Batterien enthält. Zur Erprobung der Empfindlichkeit ist die Metallklappe Kl vorgesehen, die normalerweise in der Klinke Sp

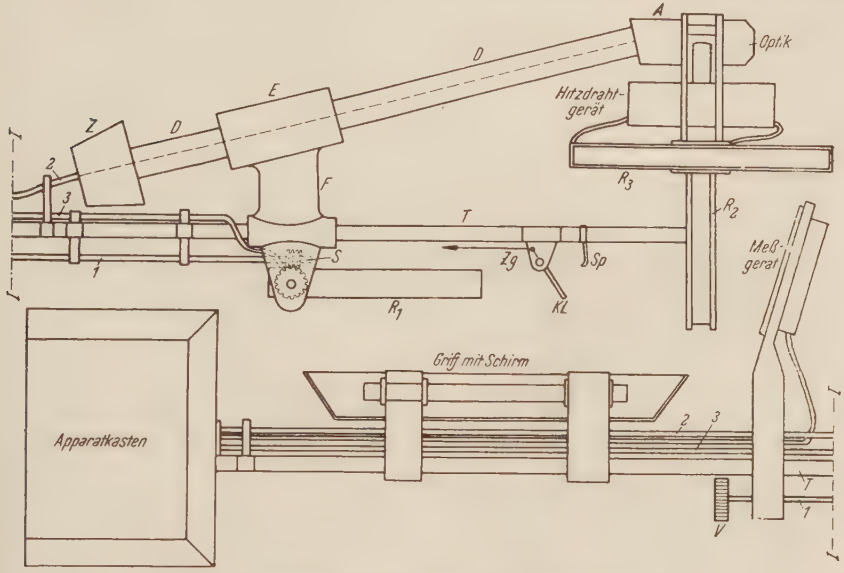

Abb. 2. Ausführung des Geräts mit Hitzdrahtmeßgerät.

liegt. Durch Ziehen an Zg kann sie gedreht werden. Man beobachtet dann den Einfluß dieser Drehung auf den Ausschlag des Zeigers. Das Gerät arbeitet mit einer Meßfrequenz von ungefähr 3×10^5 Hertz.

II. Aufschlußraum und Aufschlußtiefe.

Die Aufschlußtiefe ist zunächst durch die Reichweite des verwendeten Meßsenders bestimmt. Ein inhomogener Einschluß kann nur innerhalb einer Entfernung nachgewiesen werden, in der das Meßfeld noch eine meßbare Stärke hat. Weiter ist aber die Aufschlußtiefe auch noch von der Basis der Meßanordnung abhängig. Diese entspricht in unserem Falle dem Abstand zwischen Sender und Empfänger bzw. dem Abstande der beiden Antennenäste.

Die Reichweite in Wasser wurde von Brüne [*16*] berechnet.

In geologischen Leitern sind die Verhältnisse komplizierter. Es ist auch ihre Struktur wichtig. Genaue Untersuchungen über die Ausbreitung des hochfrequenten Hertzschen Feldes in Räumen, die mit geologischen

Leitern erfüllt sind, sind an anderen Stellen der Literatur mitgeteilt worden [*17*, *18*]. In den Nördlichen Kalkalpen sind Reichweiten von 2 bis 3 km und in Kalilagerstätten sogar solche bis zu 12 km möglich. Die Reichweite ist natürlich sehr stark vom Gehalt an wäßriger Lösung abhängig. Vom Standpunkt der Reichweite allein wäre daher eine beträchtliche Aufschlußtiefe bei vielen funkgeologischen Meßverfahren möglich. Die Aufschlußtiefe ist aber nicht nur durch die Reichweite selbst bestimmt, sondern auch durch die Größe der Basis. Je größer die Basis ist, desto größer ist auch die Aufschlußtiefe. Für die Beurteilung weiterer Versuchsergebnisse war es wichtig, darüber genaue Anhaltspunkte zu gewinnen. Daher wurden vom Verfasser Modellmessungen durchgeführt, um diese Voraussetzungen klarzustellen. Bei der ersten Meßanordnung standen die Rahmen auf einer Tischplatte, die 95 cm über dem Erdboden liegt. d ist die Basis. Der Senderahmen R_1 steht senkrecht, während der Empfangsrahmen R_2 um die horizontale Achse drehbar ist. h ist die Höhe der Rahmenachsen über der Tischplatte. (Bei einigen Versuchen wird die Höhe h von der unteren Rahmenkante gemessen.)

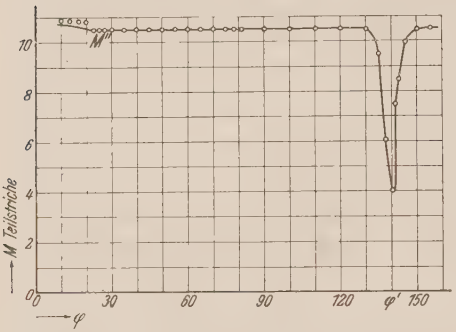

Abb. 3. Rahmenkurve.
Ordinate: Ausschlag am Meßgerät M in Skalenteilstrichen (entsprechend der Rahmenspannung). Abszisse: Rahmenwinkel (siehe Abb. 9).

In allen Tabellen ist die Anzeige immer in „Teilstrichen" (T) angegeben. Die Anzeige von einem Teilstrich entspricht stets dem kleinsten noch deutlich meßbaren Ausschlag.

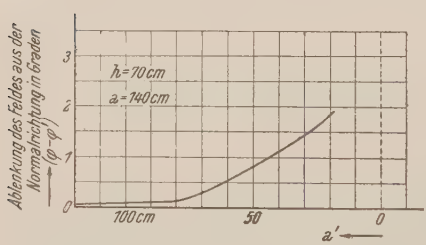

Abb. 4.

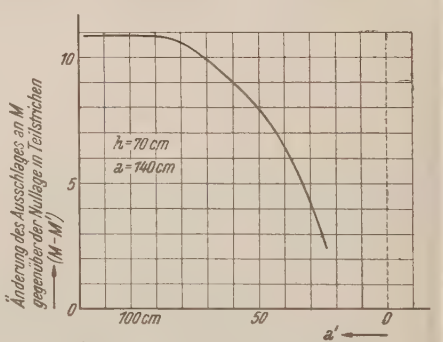

Abb. 5. M' = Änderung des Ausschlages am Meßgerät in Teilstrichen der Skala.

Die in Abb. 3 dargestellte Kurve zeigt die Rahmenspannung des Empfängers als Funktion des Rahmenwinkels φ. Bei einem bestimmten Winkel φ' ist ein stark ausgeprägtes Minimum der Rahmenspannung zu beobachten. Seine Lage ist durch die elektrische Beschaffenheit des Untergrundes bestimmt. Fehlen im Raum zwischen Sender und Emp-

fänger gute Leiter, so erhalten wir den Winkel φ' und die Änderung des Ausschlages ($M'' - M'$), M'' ist der mittlere Wert der Rahmenspannung außerhalb jenes Winkelbereiches, in dem die Kurve nicht geradlinig verläuft. M' ist das Minimum der Rahmenspannung, das man beim Winkel φ' erhält.

Bringen wir zwischen die Rahmen R_1 und R_2 eine Metallplatte von $23{,}5 \times \times 43{,}5$ cm Fläche in der Höhe h an, so erhalten wir beim Abstand der Plattenachse von der Achse des Empfangsrahmens a' und der Basis a Kurven, wie sie die folgenden Abbildungen darstellen.

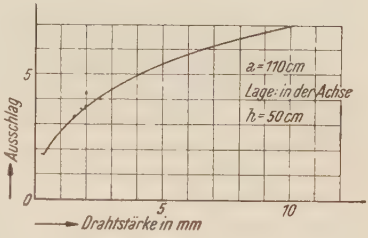

Abb. 6.

In Abb. 4 und 5 ist $h = 70$ cm und die Basis 140 cm. Mit abnehmendem Abstande a' ändert sich der Winkel, bei dem die Rahmenspannung ein Minimum wird. Wenn zwischen Sender und Empfänger keine Leiter vorhanden sind, so sei dieser φ. Bringen wir dann eine Metallplatte ein, so wird das Minimum beim Winkel φ' zu beobachten sein. Diese Differenz ($\varphi - \varphi'$) zeigt Abb. 4 als Funktion des Abstandes a'. Bleibt die Antenne

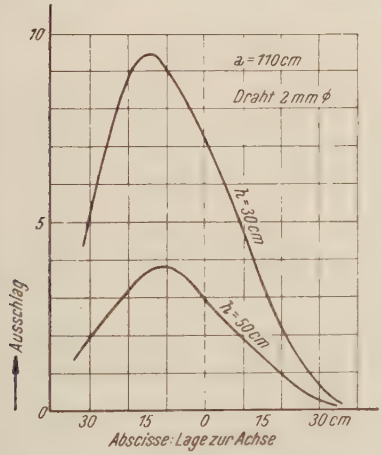

Abb. 7.

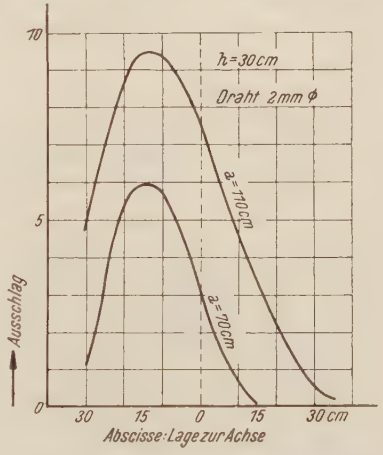

Abb. 8. Einfluß der Basis.

fest, so ändert sich die Rahmenspannung. Die analoge Änderung des Ausschlages ($M - M'$) zeigt Abb. 5 als Funktion von a'.

Bei den folgenden Versuchen sei der Winkel, den Sende- und Empfangsantenne miteinander einschließen, konstant. Gemessen wird die Änderung der Rahmenspannung. Nun legen wir zwischen Sende- und Empfangsrahmen einen Draht. Der Abstand des Drahtes von der unteren Antennenkante h kann geändert werden und der Draht kann auch in verschiedenen Achsen zwischen den beiden Rahmen ausgelegt werden.

Abb. 6 zeigt zunächst den Einfluß der Drahtstärke auf die Änderung des Ausschlages M bei konstanter Basis und Höhe $h = 50$ cm. In Abb. 7 sind zwei Kurven miteinander verglichen, die für Höhen von 30 und 50 cm und eine Drahtstärke von 2 mm gezeichnet sind. Abb. 8 schließlich zeigt den Einfluß der Basis. Mit zunehmender Basisentfernung wird der Ausschlag größer.

Wie wichtig der Einfluß der gewählten Basislänge ist, zeigen die folgenden Versuche. In der günstigsten Achse erhält man folgende Werte:

$h = 50$ cm

Drahtstärke:	⌀ = 0,3	1,0	1,5	2,0	2,5	10 mm
M_1 ($a = 70$ cm):	0,6	1,4	2,4	2,5	6,2	12,0 T
M_2 ($a = 110$ cm):	5,8	7,8	9,8	10,8	11,3	18,8 T
M_1/M_2:	10	18	25	23	55	63%

$h = 40$ cm

Drahtstärke:	⌀ = 0,3	1,0	1,5	2,0	2,5	10 mm
M_1 ($a = 70$ cm):	1,0	1,3	3,0	2,6	7,8	15,0 T
M_2 ($a = 110$ cm):	10,5	11,9	13,3	14,0	14,2	18,0 T
M_1/M_2:	9	11	22	19	55	83%

$h = 30$ cm

Drahtstärke:	⌀ = 0,3	1,0	1,5	2,0	2,5	10 mm
M_1 ($a = 70$ cm):	1,5	3,0	5,0	6,0	12,5	25,0 T
M_2 ($a = 110$ cm):	4,5	6,5	8,5	9,5	11,2	15,0 T
M_1/M_2:	33	46	59	63	110	166%

Man sieht also, daß im Bereich der schwachen Drahtstärken durch die Vergrößerung der Basis von 70 auf 110 cm die Empfindlichkeit vervielfacht wird. Unterschreitet man aber eine bestimmte Höhe, die in unserem Fall zwischen 30 und 40 cm liegt, so wird bei starken Drähten durch Vergrößerung der Basis die Empfindlichkeit herabgesetzt.

Von den zahlreichen weiteren Versuchen seien nur zwei herausgegriffen, die die Empfindlichkeit der Anordnung gegenüber Störkörpern in verschiedenen Punkten des Raumes zeigen.

In der Mitte zwischen die beiden Rahmen R_1 und R_2 wird eine Metallplatte P in der Höhe h parallel zur Tischplatte gebracht. Die so bedingte Änderung der Indikation ΔJ wird gemessen. Sie beträgt:

φ:	179°	181°	182°	183°	185°	187°	
ΔJ:	2,5	1,5	3	3	1	4,5	$\times 10^{-6}$ Amp.

φ:	188°	190°	192	195°	197°	199°	
ΔJ:	7	8,5	10	12	12	nicht meßbar	$\times 10^{-6}$ Amp.

Die größte Empfindlichkeit wird also bei einem Winkel von 190° erreicht.

Schließlich wird in den Raum zwischen den Rahmen ein Metallwinkel von $5 \times 5 \times 46$ cm gebracht. Abb. 9 zeigt das Ergebnis.

Die Metallmassen des Gerätes stören natürlich etwas das Feld. Man sieht, daß oberhalb der Mittelachse negative und unter dieser positive Ausschläge zu beobachten sind.

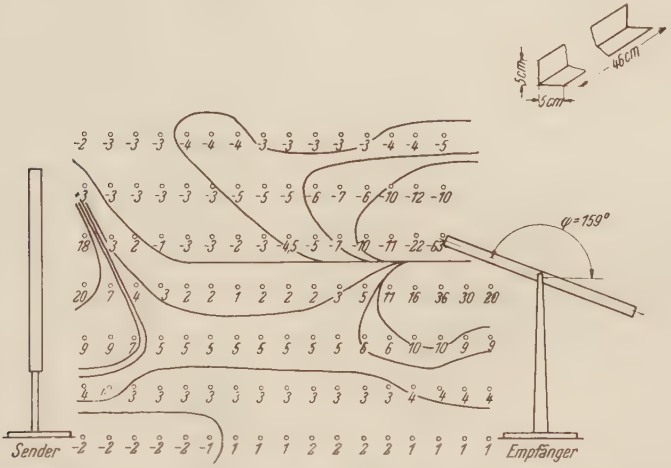

Abb. 9. Meßanordnung. In den einzelnen Punkten ist die Änderung des Ausschlages am Instrument angegeben, die dann zu beobachten ist, wenn man an die betreffende Stelle den rechts oben gezeichneten Metallwinkel senkrecht zur Bildebene anbringt.

Das Ergebnis dieser und noch vieler anderer Versuche ist ein völlig eindeutiges. Es zeigt, daß die Aufschlußtiefe eines solchen Gerätes eine ganz geringe ist und im besten Falle 3 bis 5 m, meist sogar noch weniger beträgt.

Mit diesem völlig feststehenden Resultat kann man die Berichte über Aufschlußteufen bis zu einigen hundert Metern physikalisch nicht zur Deckung bringen.

Die weitere Behandlung des ganzen Problems ist aber damit vorgezeichnet. Man muß zunächst untersuchen, ob überhaupt reproduzierbare Aufschlüsse für größere Teufen zu erhalten sind und — falls solche nachzuweisen sind — versuchen, diese indirekt zu erklären.

III. Versuche zur Klärung des Phänomens der indirekten Anzeige.

Von den vielen publizierten Versuchen will ich im folgenden nur wenige herausgreifen, deren Voraussetzungen einigermaßen klar erscheinen. Einige weitere, die ich selbst durchgeführt habe, seien hinzugefügt.

Der in Abb. 10 dargestellte Versuch wurde in meiner Gegenwart mit dem „Geoskop" in der Umgebung von Gießen durchgeführt. Es handelt sich um den Nachweis einer Störung. In der Abbildung sind drei Kurven eingezeichnet, und zwar eine Kurve, die entlang einer Standlinie aufgenommen wurde, die die Störung ungefähr rechtwinklig kreuzt. Die zweite Kurve wurde entlang der gleichen Standlinie vermessen, jedoch wurde diese in umgekehrter Richtung abgeschritten. Man sieht, daß sich die beiden Ergebnisse gut überdecken. Schließlich wurde zum Vergleich noch eine Kurve über homogenem Untergrund vermessen. Sie ist in Abb. 11 dargestellt und zeigt nur ganz geringfügige Schwankungen. Die Kurven, die zu verschiedener Jahreszeit gemessen wurden, können sich bei

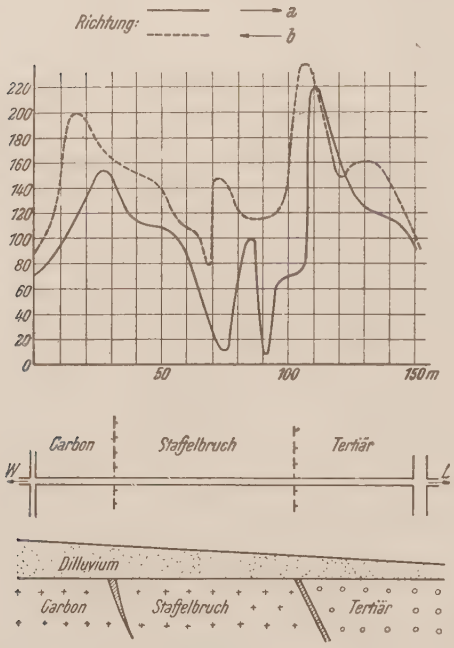

Abb. 10. Versuch bei Gießen. Geologisches Profil nach BÖRNER.

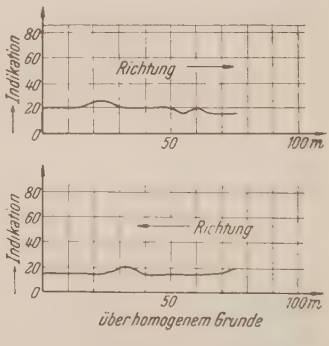

Abb. 11. Indikation über homogenem Untergrund.

der gänzlich verschiedenen Oberflächenbeschaffenheit natürlich nicht genau decken, die Extreme stimmen jedoch brauchbar überein. Abb. 12 zeigt zum Vergleich zwei Kurven, die ich selbst nach dem Ersatzkapazitätsverfahren über einem Dom des Mährischen Karstes vermessen habe. Auch diese beiden Kurven, die im Sommer und Winter vermessen wurden, decken sich wieder besonders im rechten Ast [*19*].

Die der Antennenanordnung entsprechende Aufschlußteufe ist in diesem Fall geringer als die Tiefe des nachgewiesenen Hohlraumes. Ich habe schließlich noch eine längere Meßreihe in Preschen bei Brüx durchführen lassen, um den Einfluß tektonischer Störungen zu erkennen. Das Ergebnis dieser Untersuchung, die mehrere Wochen in Anspruch nahm, zeigt ganz schematisch Abb. 13. In der Abbildung sind jene Störungen,

die direkt, also z. B. durch Bohrungen nachgewiesen wurden, stark ausgezogen, die bloß durch Projektion ermittelten sind strichliert eingetragen. Die Unterscheidung ist am Platze, weil z. B. Reich nicht mit Unrecht darauf hinweist, daß die durch Projektion von Grubenaufschlüssen konstruierten Angaben von den tatsächlichen nicht unerheblich abweichen können.

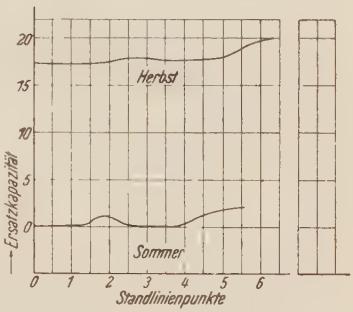

Abb. 12. Einfluß der Jahreszeit.

Ganz ähnliche Messungen sind auch in der amerikanischen Fachpresse, z. B. von Cloos, veröffentlicht worden. Leider enthalten aber auch die amerikanischen Veröffentlichungen nur wenige Details. Auch bei manchen anderen älteren Untersuchungen wurden wohl indirekte Anzeigen beobachtet.

Im Jahre 1939 habe ich zusammen mit Dozent Dr. Hradil (Universität Innsbruck) auf der Terrasse von Gnadenwald bei Hall in Tirol den Versuch unternommen, durch Funkmutung nach der Ersatzkapazitätsmethode unter einer mächtigen Schotterschichte Spalten nachzuweisen.

Abb. 13. Nachweis von tektonischen Störungen bei Brüx.

Den Verlauf dieser Spalten konnte Dr. Hradil geologisch genau festlegen. Über die Untersuchungen wurde schon früher kurz berichtet [*20*].

Im folgenden sind die funkgeologischen Ergebnisse zusammengestellt. Als „Indikation" ist einfach die Ablesung an der Skala des Meßkondensators angegeben. Sie ist also eine Funktion der Ersatzkapazität.

Nr.	Ort[1]	Indikation	Boden
1	Südlich Villa Unterberger, homogen	23,5	Wiese
2	Spalte II (N — 80° — E) bei Villa Unterberger	20,0	Wiese
3	Unterhalb Stelle 2, homogen	22,0	Waldboden
4	Spalte III im Walde südlich 1	25,0	Waldboden
5	Neben der Spalte III, homogen	19,5	Waldboden
6	Spalte III im Walde	24,0	Waldboden
7	Neben Spalte III (neben 4), homogen	22,0	Waldboden
8	Spalte VII Rückerwiese NW Villa Unterberger	22,0	moorige Wiese
9	Westlich Spalte VII, homogen	22,0	moorige Wiese
10	Spalte V	22,0	moorige Wiese
11	Spalte Weg zur Villa Unterberger	22,0	trockener Weg
12	Neben der Spalte (homogen)	31,0	trockener Weg
13	Spalte V, Fahrweg nach Schwindsches Haus	20,0	trockener Weg
14	Neben Spalte V (homogen)	25,0	trockener Weg
15	Spaltenscharung bei Villa Unterberger	17,0	feuchter Waldboden
16	Neben Stelle 15 (homogen)	25,0	feuchter Waldboden

In der folgenden Tabelle sind diese Einzelmessungen miteinander verglichen:

Bezeichnung der Spalte nach HRADIL	Gemessene Einzelwerte (in Teilstrichen)		Berechnete Mittel (in Teilstrichen)		Differenz (in Teilstrichen)
	über der Spalte	neben der Spalte	über der Spalte	neben der Spalte	
II	20,0	23,5 22,0	20,0	22,7	—2,7
III	25,0 24,0	19,5 22,0	24,5	20,7	+3,8
V	22,0 20,0	25,0	21,0	25,0	—4,0
VII	22,0	22,0	—	—	0
beim Weg	22,0	31,0	—	—	—9,0
Scharung	17,0	25,0	—	—	—8,0

Die Meßbasis der Antennenanordnung betrug 12 m, so daß die maximale Aufschlußteufe bei 10 m betragen konnte. Tatsächlich liegen aber

[1] Die Spalten sind gemäß den Untersuchungen von HRADIL bezeichnet.

die Spalten mehrere hundert Meter tief. Die Untersuchungen zeigen gewisse Parallelen mit radiologischen Beobachtungen. Da eine direkte Beeinflussung der Meßantenne durch solche Strahlen ausgeschlossen erscheint, so könnte nur irgendeine indirekte Einwirkung, etwa auf die Vegetation und damit auf die Anreicherung von Nährsalzen im Boden stattfinden. Die Oberflächenbeschaffenheit scheint tatsächlich eine gewisse Rolle zu spielen, wie die folgende Tabelle zeigt:

Boden	Indikation	Spalte
Trockener Weg	— 5,0	V
	— 9,0	Spalte bei Villa Unterberger
Feuchter Waldboden ..	— 8,0	Scharungsstelle
Waldboden	+ 2,0 . . . + 5,5	III
Wiese	— 3,5 . . . — 2,0	II
Moorboden	0	V, VII

Über der Spalte werden also im allgemeinen tiefere oder höhere Werte gemessen als über dem homogenen Gebiet. Der Unterschied ist über dem Waldboden positiv, sonst negativ. Bei sehr gut leitendem Untergrund, also z. B. über Moor, verschwindet er.

Allerdings möchte ich ausdrücklich darauf hinweisen, daß das heutige Versuchsmaterial noch keineswegs zu einer abschließenden Beurteilung ausreicht. Es wären noch sehr viele solcher Messungen unter den verschiedensten, aber genau bekannten Voraussetzungen nötig.

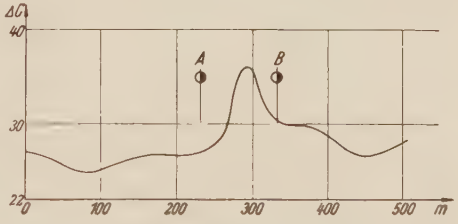

Abb. 14. Ersatzkapazitätsmessung. Die Verwerfung liegt zwischen *A* und *B*. Ordinate: Ersatzkapazität in Teilstrichen des Meßkondensators. Abszisse: Standlinienabstände in Meter.

Weiteres Material wurde von Cloos [*4*], Mingins [*21*] u. a. mitgeteilt. Die Untersuchungen von Grosskopf und Vogt [*12*] erstrecken sich vorwiegend auf die obersten Erdschichten und sind physikalisch völlig klar. Ebenso die anderen, älteren Ausbreitungsmessungen. Dagegen ist dies nicht der Fall bei den weiteren Beobachtungen von Fisher, bei denen die Basis fast Null ist, und von Machts, Börner, Ruhl und Mitarbeitern, bei denen sie meist kleiner als ein Meter war.

In der Literatur wird auch über Messungen im Dienste der Erdölsuche berichtet. Genauere Angaben über Tiefenmessungen liegen aber leider nicht vor.

Abb. 14 zeigt eine vom Verfasser im norddeutschen Erdölgebiet über einer nicht tief liegenden Grabenhauptverwerfung vermessene Ersatzkapazitätskurve.

IV. Einfluß verändernder Faktoren.

Versuche zeigen eindeutig, daß mit den besprochenen Geräten nur Veränderungen in den obersten Erdschichten festgestellt werden können. Daher sind Inhomogenitäten in der Oberflächenschicht stets von größtem Einfluß. Beim Geoskop sollen die Einflüsse geringer sein als bei der Ersatzkapazitätsmethode.

Andere Versuche scheinen einen Einfluß der Spaltenfüllung und Vegetation erkennen zu lassen. Erfahrungsgemäß sind z. B. Stoppelfelder stets brauchbare Meßgelände.

V. Arbeitshypothesen zur Klärung der indirekten Anzeige.

Die bisherigen Versuchsergebnisse zeigen ein keineswegs klares Bild. Es sind daher nur reine Arbeitshypothesen möglich, die durch Versuche auf ihre Haltbarkeit hin zu überprüfen sind.

Bisher wurden meist folgende Arbeitshypothesen untersucht:

a) Man nimmt Strahlen an, die aus der Tiefe bis in die Nähe der Oberfläche empordringen und dort elektrische Wirkungen ausüben.

b) Man nimmt Störungen des erdmagnetischen Feldes an.

c) Man betrachtet Störungen des luftelektrischen Feldes als Ursache.

d) Man nimmt hydrographische Einflüsse an, die elektrische Veränderungen der Oberflächenschichten bedingen.

Die oft angenommene Erhöhung der Luftleitfähigkeit durch die ionisierende Wirkung verschiedener Strahlen kommt aber schon deshalb nicht als Ursache in Betracht, weil selbst ziemlich stark ionisierte Luft eine solche Messung noch nicht erheblich beeinflussen kann. Auch magnetische und luftelektrische Störungen können nicht die Ursache sein. Die oft sogar in der Fachliteratur angegebenen Verformungen des luftelektrischen Feldes durch Spalten sind nämlich insgesamt unrichtig berechnet. So wäre nur zu untersuchen, ob die Leitfähigkeit der obersten Bodenschicht durch die tiefliegenden Diskontinuitäten verändert wird. Dazu wäre aber ein umfangreiches Meßmaterial nötig, das heute noch fehlt. Die Beschaffenheit der Oberfläche wurde bisher nämlich nur selten mit hochfrequenten Meßgeräten bestimmt. Gerade im Bereiche der hohen Frequenzen zeigen aber die geologischen Leiter einen von der Frequenz stark abhängigen Widerstand. Aber selbst ein positives Ergebnis solcher Untersuchungen bedeutet noch keine Erklärung dieses Phänomens. Es müßte vielmehr noch der Zusammenhang erklärt werden. Man könnte zunächst vermuten, daß Spalten den Abfluß des Wassers und damit die Durchfeuchtung der oberen Schichten beeinflussen. Eine Spalte in der Nähe der Oberfläche übt auch sicher eine solche Drainage aus. Ich habe aber dagegen Bedenken. Es wird ja über den Nachweis von Spalten berichtet, die Hunderte von Metern tief liegen. Selbst eine mächtige Spalte kann in so großer Teufe aber kaum meßbare Veränderungen in den Oberflächenschichten hervorrufen. Auch wäre es kaum verständlich, daß dadurch so scharf begrenzte Zonen entstünden, wie sie gemessen wurden.

Es wäre wohl schließlich theoretisch möglich, daß von Spalten Strahlen ausgehen, die dann in der Nähe der Oberfläche biologische und damit elektrische Veränderungen hervorrufen. Man behauptet sogar, daß Spalten und Verwerfungen oft an der Vegetation zu erkennen sind. Man muß aber diese Behauptungen mit großer Vorsicht aufnehmen. Es müßte jedenfalls eine sehr harte Strahlung sein, wenn man bedenkt, daß diese oft mehrere hundert Meter Schutt- und Lehmmassen zu durchdringen hätte. Überdies widerspricht dieser Arbeitshypothese die Tatsache, daß Indikationen auch über Beton und Flächen gemessen wurden, die gar keine Vegetation tragen. Bei den schon besprochenen Messungen im Gnadenwald zeigten sich allerdings Parallelen zwischen geoelektrischer Beschaffenheit des Untergrundes und der Ionisation, aber dieses Versuchsmaterial reicht bei weitem nicht aus, um die aufgeworfenen Fragen zu beantworten. So kann zur Zeit trotz vieler Untersuchungen noch keine der aufgestellten Arbeitshypothesen genügen.

VI. Vorschläge für weitere Untersuchungen.

Die Untersuchung dieses Phänomens ist aber nicht nur theoretisch, sondern auch praktisch wichtig. Die Funkgeologie könnte ja durch systematische Ausnützung der durch ein solches Phänomen gebotenen Möglichkeiten ein weites Arbeitsgebiet finden. Schon deshalb, weil die Verfahren in beträchtlichem Ausmaße praktisch eingesetzt wurden, ist es notwendig, daß alles, was mit dieser Erscheinung zusammenhängt, genau untersucht wird. Die wichtigsten Voraussetzungen für solche Untersuchungen wurden schon besprochen. Die Oberflächenschicht des Meßgeländes soll homogen sein. Normale Vegetation scheint beim Ausbreitungsverfahren weniger zu schaden, wie folgende Tabelle zeigt:

Oberflächenbeschaffenheit	Indikation über homogenem Untergrund
Feldweg	50 Teilstriche
Rasen	45—50 Teilstriche
Acker	45 Teilstriche
Getreidefeld mit 40 cm hohen Halmen	45 Teilstriche

Dagegen stören Metallmassen die Messung beträchtlich. Der Einfluß eines Eisendrahtzaunes geht aus folgender Tabelle hervor:

Abstand vom Eisenzaun:	30	50	100	200	300 cm
Indikation:	1000	10 bis 0 Teilstriche			

Daher sind auch Messungen in Gruben schwierig. Bei Kapazitätsgeräten, die vollständig abgeschirmt sind, ist die Höhe über dem Erd-

boden im allgemeinen nicht kritisch. Dagegen ist sie es bei den Ausbreitungsgeräten in erheblichem Maße, wie die folgenden Werte zeigen:

Höhe des Gerätes über Erdboden:	10	37	48	150 cm
Indikation an der gleichen Stelle:	280	160	30	25 Teilstriche.

Vor allem wäre es notwendig, in einem geologisch vollkommen aufgeschlossenen Gelände zu arbeiten. So kann, besonders bei größeren Teufen, der tatsächliche Ausbiß nicht unbeträchtlich vom theoretisch berechneten abweichen. Man erhält dann mitunter schwer zu deutende Ergebnisse. Die Untersuchungen wären am besten dort durchzuführen, wo etwa durch Bohrungen auch die über den Strecken liegenden Schichten möglichst genau untersucht sind. Aus der Grubenkarte allein kann man nicht immer alles ablesen, was man für die Versuche an der Oberfläche braucht.

Auch der Einfluß der Witterung ist genau zu berücksichtigen. Das Meßprotokoll soll daher folgende Angaben enthalten:

a) Ergebnisse der Funkmutung.
b) Angaben über die Witterung.
c) Allgemeine Angaben über die Bodenbeschaffenheit.
d) Allgemeine Angaben über Störungen.
e) Ergebnisse der Parallelmessung nach anderen elektrischen Verfahren.
f) Ergebnisse von Parallelmessungen nach anderen Verfahren, z. B. Ionisationsmessungen usw.
g) Angaben über den geologischen Aufbau. In den Skizzen soll aber zu erkennen sein, was direkt aufgeschlossen ist und was bloß aus Grubenaufschlüssen konstruiert wurde.
h) Hydrographische Angaben.
k) Angaben über die Leitfähigkeit des Bodenwassers und eventuell über die Bodenchemie.

Da das heute bekannte Versuchsmaterial noch keineswegs ausreicht, um dieses komplizierte Problem klarzustellen, so sind weitere kritische Untersuchungen nötig und bei der theoretischen und wirtschaftlichen Bedeutung dieser Frage auch zu verantworten.

Literaturverzeichnis.

1. Börner, R.: Glückauf **76**, 261 (1940).
2. Tripp, K.: Umschau **37**, 434 (1933).
3. Schulte, F.: Glückauf **76**, 565 u. a. (1940).
4. Cloos, E.: Amer. Inst. Sci. (1934).
5. Fritsch, V.: Meßverfahren der Funkmutung. Verlag Oldenbourg, München und Berlin, 1943. Grundzüge der angew. Geoelektrik, Wien 1949.
6. — Beitr. angew. Geophysik **7**, 265 (1939).
7. Stern, W.: Z. Geophysik **7**, 166 (1931); Gerlands Beitr. **23**, 292 (1929).
8. Wiechowski: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **53**, 129 (1939).
9. Zenneck, J.: Ann. Physik (4) **23**, 846 (1907).

10. Sommerfeld, A.: Ann. Physik (4) **28**, 665 (1909).
11. Hack, F.: Ann. Physik (4) **27**, 43 (1908).
12. Grosskopf, J. und K. Vogt: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **58**, 52 u. a. (1941). T. F. T. **29** (1940) 164.
13. Machts, L.: DRP.; USA-P. 2242312; Geoph. Abstr. **106**, 116 (1941).
14. Waagen, L.: Bohrtechniker-Ztg. 2 (1939).
15. Fisher, G.: USA-P. 2066561; Geoph. Abstr. Nr. 88, 35 (1937).
16. Brüne, K.: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **50**, 73 (1937).
17. Doborzynski, D.: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **47**, 12 (1936).
18. Fritsch, V.: Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **39**, 136 (1932); **43**, 189 (1934); Beitr. angew. Geophysik **6**, 277 (1937); **11**, 163 (1944); Geofisica pura e applicata **12**, Nr. 1/2 (1948).
19. — Hochfrequenztechn. u. Elektroakust. **46**, 124 (1935).
20. — Wasserkr. u. Wasserwirtsch. **36**, 204, 303 (1941).
21. Mingins: Proc. Inst. Radio Engr. **25**, 1419 (1937).

Buchbesprechungen.

Annali di Geofisica. Rivista dell'Istituto Nazionale di Geofisica. Rom: 1948.

Seit 1948 erscheinen in Rom in vierteljährigen Folgen als Zeitschrift des Istituto Nazionale di Geofisica die „Annali di Geofisica", von denen nun bereits zwei Jahrgänge vollständig vorliegen, die einen Einblick in die rege Forschungstätigkeit auf allen Gebieten der Geophysik in Italien geben. Für die Redaktion zeichnet Prof. Pietro Caloi verantwortlich. Durch diese Zeitschrift sollte ein Organ geschaffen werden, in dem alle geophysikalischen Arbeiten, die früher in verschiedenen Zeitschriften zerstreut und meist in der Zeitschrift des Nationalen Forschungsrates mit Arbeiten aus anderen Wissensgebieten vermischt erscheinen mußten, nun gesammelt veröffentlicht werden können. Dies hat besonders für die ausländischen Geophysiker den Vorteil, daß ihnen dadurch die Arbeiten ihrer italienischen Kollegen nun leichter zugänglich gemacht werden. Schon aus diesem Grunde muß die neue Zeitschrift auf das wärmste begrüßt werden.

In den bisher vorliegenden Jahrgängen, die je über 650 Seiten stark sind, finden sich neben Bearbeitungen besonderer Naturerscheinungen, wie Erdbeben oder Vulkanausbrüchen, zahlreiche theoretische und experimentelle Arbeiten aus allen Zweigen der Geophysik, im besonderen über Seismik, Luftelektrizität, Strahlung, Ionosphäre, Erdmagnetismus, Schwere und Figur der Erde, Radioaktivität der Erde, angewandte Geophysik, Vulkanologie, Ozeanographie, Seenkunde und Meteorologie. Den einzelnen Heften ist jeweils auch ein sehr reichhaltiger Abschnitt von Besprechungen verschiedener geophysikalischer Arbeiten und Bücher angeschlossen. Die Zeitschrift stellt eine wertvolle Bereicherung der geophysikalischen Literatur dar und wird nicht nur der italienischen geophysikalischen Forschung weiteren Auftrieb geben, sondern auch die Verbreitung ihrer Ergebnisse in der ganzen Welt sichern.

Schon im zweiten Jahr ihres Bestandes hat die Zeitschrift leider einen schweren Verlust zu beklagen, da ihr Begründer, Prof. Antonino Lo Surdo, der auch der Begründer des Istituto Nazionale di Geofisica war, am 7. Juni 1949 in Rom gestorben ist. Als neuer Direktor zeichnet Prof. Enrico Medi.

F. Steinhauser, Wien.

Journal of Geophysical Research. An International Quarterly. Baltimore: J. Hopkins Press. 1949.

Mit Beginn des 54. Jahrganges ist in der Zeitschrift „Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity" ein Wechsel in der Redaktion eingetreten. Nach 20jähriger erfolgreicher Redaktionstätigkeit ist J. A. Fleming nun zurückgetreten. Als neuer Herausgeber zeichnet Merle A. Tuve. Dieser

Wechsel wurde zum Anlaß genommen, die Zeitschrift in „Journal of Geophysical Research" umzubenennen, um damit auch im Titel bereits zum Ausdruck zu bringen, daß das Arbeitsgebiet der Zeitschrift über den Bereich des Erdmagnetismus und der Luftelektrizität hinausgehend alle Zweige der geophysikalischen Wissenschaft umfassen will, ausgenommen die angewandte oder industrielle Geophysik. Als besondere Interessensgebiete werden neben Luftelektrizität und Erdmagnetismus angeführt: die Ionosphäre und die hohen Schichten der Atmosphäre, die Ozonschicht, Nordlicht, Nachthimmelslicht und Zodiakallicht, solar-terrestrische Beziehungen, Untersuchungen der Erdkruste und des Erdinneren, die Physik der Meerestiefen und des Meeresbodens u. a. Damit soll der Charakter der Zeitschrift keine Änderung erfahren, sondern in erster Linie der Name der Zeitschrift der in den vergangenen Jahren zum Teil bereits geübten Praxis angepaßt werden. Darüber hinaus soll aber der neue Name doch auch zu einer erweiterten Mitarbeit aus den oben angeführten Arbeitsgebieten anregen, um damit namentlich auch durch kürzere auszugsweise oder zusammenfassende Berichte in dieser internationalen Zeitschrift neue theoretische Forschungsergebnisse den Geophysikern der ganzen Welt bekanntzumachen. Um eine Erhöhung des Bezugspreises zu vermeiden, sollen nun zwar nicht die einzelnen Mitarbeiter, aber die Institute zur Bezahlung eines Druckkostenbeitrages veranlaßt werden. F. Steinhauser, Wien.

Geophysik. Teil I und II. Herausgegeben von J. Bartels. (Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946: Band 17 und 18.) 237 S. und 321 S. Wiesbaden: Dieterichsche Verlagsbuchhandlung. 1948. DM 10,— pro Bd.

Es ist sehr erfreulich, daß die Lieferungen des so außerordentlich wertvollen und groß angelegten Berichtswerkes über die deutsche Forschung in Naturwissenschaft und Medizin von 1939 bis 1946 in so rascher Folge erscheinen konnten, daß auch hier wieder zwei Bände aus unserem engeren Arbeitsgebiet Geophysik anzuzeigen sind. Dieses Unternehmen kann nicht genug gelobt werden. Sein besonderer Wert liegt einmal darin, daß hier, zusammengestellt von einem Fachmann des jeweiligen Spezialgebietes, ein Überblick über die Forschungsergebnisse des erwähnten Zeitabschnittes gegeben wird, der zugleich auch eine sinnvolle Zusammenschau und zum Teil auch eine kritische Würdigung bringt. Dadurch kommen die Arbeitsrichtungen dieser Epoche und die erzielten Fortschritte übersichtlich zum Ausdruck. Zum anderen muß als besonderer Wert des ganzen Werkes hervorgehoben werden, daß man darin mit vielen früher geheimgehaltenen oder durch Kriegseinwirkungen der Veröffentlichung entzogenen Forschungsergebnissen bekanntgemacht wird. Bei der Lektüre dieser Bände ist man immer wieder überrascht zu sehen, wie umfassend und wie reichhaltig in ihren Ergebnissen die Forschung schon eines einzelnen großen Kulturvolkes der Erde in wenigen Jahren und unter schwierigen Verhältnissen sein konnte, und man bedauert nur, daß ähnliche Berichte über die Forschungsergebnisse anderer Kulturvölker nicht vorliegen. Es wäre sehr zu wünschen, daß die Einrichtung der Fiat Rewiews beibehalten und auf die ganze Erde erweitert würde in dem Sinne, daß in Abständen von 5 bis 10 Jahren ähnliche Forschungsberichte für die einzelnen Spezialgebiete zusammengestellt werden. Für das Gebiet der Geophysik und Meteorologie wäre vielleicht die Internationale Organisation der Union für Geodäsie und Geophysik die geeignete Stelle, die ein derartiges Werk in die richtigen Bahnen lenken könnte, die in den vorliegenden

deutschen Berichten ja bereits vorgezeichnet sind. Für den Erfolg derartiger Forschungsberichte ist allerdings die sorgfältige Auswahl geeigneter Mitarbeiter entscheidend. In den beiden hier angezeigten Bänden der Geophysik ist in dieser Beziehung eine richtige Wahl getroffen worden.

Einleitend betont der Herausgeber J. Bartels, daß die Gliederung des Berichtes im allgemeinen nach den einzelnen Assoziationen der internationalen Union für Geodäsie und Geophysik abgegrenzt wurde, und bringt eine Zusammenstellung aller einschlägigen Institute, eine allgemeine Bibliographie und eine Liste der in der Berichtszeit verstorbenen bekannten Geophysiker. Der erste Band enthält Berichte von K. Jung über die Erdgestalt, das Erdinnere und die Schwere (20 Seiten), von F. Errulat über erdmagnetische Instrumente, Beobachtungsmethoden und Vermessungen (12 S.), von J. Bartels über zeitliche Variationen des Erdmagnetismus und ihre Beziehungen zur Sonnenphysik und zur Ionosphäre (12 S.), von W. Dieminger über die Ionosphäre (72 S.), von H. Israël über atmosphärische Elektrizität (20 S.), von A. Graf über Instrumente und Verfahren der angewandten Geophysik (12 S.), von H. Reich über geophysikalische Lagerstättenforschung (32 S.) und von E. Bederke über Geophysik in der allgemeinen Geologie (9 S.). Im zweiten Band berichten aus dem Gebiet der Seismik (72 S.) W. Hiller über Erdbeben, G. A. Schulze über natürliche Bodenunruhe und über Luftseismik, O. Förtsch und G. A. Schulze über Wellenausbreitung und experimentelle Seismik, R. Köhler über Ingenieur-Seismik und H. Baule über seismische Instrumente. Aus dem Gebiet der Ozeanographie (142 S.) bearbeiten G. Böhneke und G. Neumann die allgemeine Ozeanographie, Forschungsfahrten, Morphologie, Geologie und die Eisverhältnisse der Meere, W. Hansen die Bewegungsvorgänge im Meer, W. Horn die Gezeiten, K. Kalle die Physik und Chemie des Meeres und J. Joseph meereskundliche Meßgeräte. Ferner berichten W. Friedrich über Hydrographie (36 S.), F. R. Jung über die Erde als geodätisches Meßfeld für Lage- und Höhenbestimmungen (46 S.) und E. Regener über das atmosphärische Ozon (11 S.). Sehr wertvoll sind die reichhaltigen Literaturzusammenstellungen, die auch die während des Krieges geheimgehaltenen Arbeiten enthalten. Ein ausführliches Namens- und Fachregister beschließt das Werk. F. Steinhauser, Wien.

Neue Methoden der Wetteranalyse und Wetterprognose. Von R. Scherhag. Mit 213 Textabb., XII, 424 S. Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer-Verlag. 1948. DM 80,—.

Scherhag hat nicht nur im letzten Jahrzehnt dauernd an den deutschen zentralen Wetterdienststellen im praktischen Dienst selbst mitgearbeitet, sondern die Entwicklung der Arbeitsweisen des deutschen Wetterdienstes maßgebend beeinflußt. Er scheint daher vor allen dazu berufen, eine zusammenfassende Darstellung der neuen und vielfach bewährten Methoden der Wetteranalyse und der Wetterprognose zu schreiben. Die meteorologische Wissenschaft wie auch die Praxis ist ihm dafür besonderen Dank schuldig.

Das Neue kommt vor allem von der Aerologie, die nicht nur in der Häufigkeit der angestellten Aufstiege und Beobachtungen, in der Vermehrung der Zahl der Beobachtungsstellen und in der Erweiterung des erfaßten Raumes bis über 20 km Höhe hinaus einen wesentlichen Ausbau erfahren hat, sondern auch durch neuartige Verarbeitungsmethoden sowohl die Theorie wie auch die praktische Wetteranalyse und Prognose entscheidend befruchtet hat. Dies wird schon im ersten Abschnitt erkennbar, in dem eine kurze geschicht-

liche Übersicht über die Entwicklung der Synoptik von ihren Anfängen bis zur Konstruktion und Verwertung der Vorhersagekarten gegeben wird.

Nach einer knappen Zusammenstellung der wichtigsten allgemeinen Grundlagen der Synoptik behandelt der Verfasser im zweiten Teil ausführlich auf Grund neueren Beobachtungsmaterials die allgemeine Zirkulation der Tropo- und Stratosphäre und ihre Auswirkung auf das Wettergeschehen. Darin liegt auch ein weiterer großer Wert des vorliegenden Buches, daß hier das im letzten Krieg gewonnene umfangreiche und außerordentlich wertvolle aerologische Beobachtungsmaterial kritisch und unter dem Gesichtspunkt, daraus gesicherte Grundlagen für die Beurteilung der Wetterentwicklung zu schaffen, gründlich bearbeitet aus der Enge des Geheimgehaltenen der interessierten Fachwelt zugänglich gemacht und damit erhalten wird. Es werden für Europa und für die Nordhalbkugel Karten der absoluten und relativen Topographie für Sommer und Winter für das 500-, 225-, 96- und 41-mb-Niveau wiedergegeben und besprochen. Aus der Zusammenfassung der aerologischen Aufstiege wird die normale stratosphärische Kompensation von den Subtropen bis zu den Polargebieten abgeleitet. Die Abweichungen von der normalen Kompensation werden untersucht und daraus Folgerungen für das Zeichnen der Stratosphärenkarten gezogen.

Zwei Auffassungen Scherhags, die voraussichtlich noch eine weitere Diskussion auslösen werden, seien hier besonders erwähnt. Das eine ist die weitreichende Bedeutung, die er dem Einfluß der Bodenreibung auf die allgemeine Zirkulation und auch auf die hohen Luftschichten beimißt. Sie führt ihn zu der Ansicht, daß die Bodenreibung es auch sei, die als Ursache für das wichtigste Gesetz der synoptischen Aerologie angesehen werden muß, daß nämlich der Luftdruck über Kaltluft in der Höhe tief und über Warmluft in der Höhe hoch ist. Anderseits schreibt er auch der Wirkung der geringen Bodenreibung über dem Meer die Aufrechterhaltung des starken Druckabfalls südlich von 40° S-Breite zu und sieht in der Tatsache des gegenüber der nördlichen Halbkugel in den höheren südlichen Breiten um 20 mm niedrigeren Luftdruckes trotz kälterer Atmosphäre einen Beleg für die überragende Bedeutung der dynamischen Prozesse im Verhältnis zu den thermischen Effekten. Das zweite hängt mit der aus den Beobachtungswerten der relativen Topographie der 96-mb-Fläche über der 225-mb-Fläche und der absoluten Topographie der 225-mb-Fläche abgeleiteten atmosphärischen Kompensation über Europa vom Mittelmeer bis zum Polargebiet zusammen. Daraus wird für den Winter gefolgert, daß bei Luftzufuhr aus Süden eine merklich wärmere Stratosphäre advehiert werden muß als bei nördlicher Strömung und daß daher die bestehenden Vorstellungen von der Rolle der Stratosphäre im Wettergeschehen in einigen wesentlichen Punkten revisionsbedürftig sind, daß aber während der warmen Jahreszeit die Advektion sich in keiner Abweichung der Stratosphärentemperatur über Mitteleuropa auswirken kann.

Im dritten Teil, der das Kernstück des Buches darstellt, wird die Wetteranalyse behandelt. Die Erscheinungen der Wetterkarte und die einzelnen Begriffe werden jeweils an besonders instruktiven Beispielen besprochen, so daß damit zugleich auch eine Sammlung sehr interessanter und vor allem besonders extremer Wetterlagen gegeben wird. Dabei werden für jeden Wettertyp die besonderen Wettererscheinungen, und zwar meist getrennt für Sommer und Winter, und neben der Bodenwetterkarte vielfach auch seine Entwicklung und die Beziehungen zu den zugehörigen Höhenwetterkarten erläutert. Für die Erkennung der Wetterentwicklung ist die so-

genannte stratosphärische Steuerung maßgebend geworden. Diese wird abweichend von der von H. Ficker gegebenen Begriffsbestimmung dahin aufgefaßt, und hat sich in dieser Bedeutung im Wetterdienst eingebürgert, daß die Richtung der Isopotentialen der 500-mb-Fläche die Verlagerung der Druckwellen, d. h. der Fall- und Steiggebiete, weitgehend bestimmt. Als Steuerungszentren wirken dabei vor allem hochreichende warme Antizyklonen oder hochreichende stationäre Zyklonen. Diese Steuerung wird nur wirksam, wenn das zu steuernde Gebilde klein ist im Vergleich zu den steuernden Zentren.

Für die Hauptluftmassen, die für das Wettergeschehen von ausschlaggebender Bedeutung sind, wird von Scherhag eine neue Einteilung und Bezeichnung eingeführt, die von dem Gegensatz tropisch—polar ausgeht und die europäischen Luftmassen nach dem Ursprungsgebiet, in dem sie in einer stationären Antizyklone ihre Eigenschaften erhalten haben, neu benennt. So wird eine afrikanische Tropikluft T_S, Tropikluft T, gemäßigte Tropikluft T_P, gealterte Polarluft P_T, Polarluft P und arktische Polarluft P_A unterschieden, wobei jede Luftmasse noch nach maritim oder kontinental charakterisiert wird.

Ausführlich und unter Angabe von instruktiven Beispielen sowie der Entstehung, der Entwicklung und der Wetterwirksamkeit nach werden als für die Wetteranalyse wichtigste atmosphärische Gebilde die warmen und die kalten Antizyklonen, die Frontalzone, die Zyklone und ihre Fronten im Zusammenhang mit Divergenztheorie und Dreimasseneck, die tropischen Wirbelstürme, besondere Erscheinungen der oberen Troposphäre, wie Höhenfronten, Kaltluftvorstöße in der Höhe, Höhenkonvergenz, ferner Kaltluftropfen und die Beteiligung der Stratosphäre im Wettergeschehen behandelt.

Die reiche Erfahrung des Verfassers im praktischen Dienst kommt besonders wieder in dem Abschnitt über die Durchführung der Analyse der Wetterkarte einschließlich der Darstellungen der höheren Schichten und ihrer Verwertung zur Geltung. Dabei werden nützliche Anweisungen zur Zeichnung der Isobaren zur Erkennung der Fronten, zur Bestimmung der Zuggeschwindigkeit der Fronten usw. gegeben.

Die typischen Wetterlagen Europas werden als Großwetterlagen durch die Position der jeweiligen Steuerungszentren bestimmt und nach der vorherrschenden allgemeinen Strömungsrichtung in der oberen Troposphäre benannt. Alle diese Wetterlagen werden an charakteristischen Kartenbeispielen erläutert.

Im vierten Abschnitt bespricht Scherhag die grundlegenden Gesichtspunkte für eine Wettervorhersage, ihre praktische Durchführung und ihre Schwierigkeiten. Zur rechtzeitigen Erkennung einer wesentlichen Umgestaltung der Bodendruckverteilung oder der Großwetterlagen ist die Verfolgung der Wanderung der 24stündigen Druckänderungen, die Höhenkarte und die Beachtung der Verlagerung der Steuerungszentren mit Hilfe von Höhenkarten oder Pentadenmittelkarten sehr wesentlich, wie an Einzelbeispielen demonstriert wird. Die Bildung von Teiltiefs kann aus genauen Tendenzkarten in Verbindung mit der Beachtung der Lage alter Okklusionen zu einer neuen Frontalzone erkannt werden. Die Höhenkarten ermöglichen nach nun 15jähriger Erfahrung die Ableitung von Regeln, die aus der Divergenz oder Konvergenz, aus der Abweichung der Zugrichtung von Druckänderungsgebieten von der Höhenströmung oder aus den Abweichungen der Höhenströmung vom Gradientwind die Bildung, Verlagerung, Verstärkung oder Abschwächung von Zyklonen oder Antizyklonen erkennen lassen.

Wenn die atmosphärischen Störungen sich bis zur Tropopause erstrecken, sind die 225- oder 95-mb-Fläche für ihre Steuerung maßgebend.

Über eine mehr oder minder bloß schätzungsweise Beurteilung der zukünftigen Wetterentwicklung hinaus gibt aber die Konstruktion einer Vorhersagekarte eine wesentlich genauere und sozusagen quantitative Bewertungsmöglichkeit. Diese wird aus der Bodenwetterkarte des Vorhersagetages durch Überlagerung einer 24stündigen Druckänderungskarte gewonnen, die mit Hilfe der Höhenwetterkarte unter Annahme einer Fortpflanzungsgeschwindigkeit der Druckänderungsgebiete zu 50 bis 60% des Gradientwindes im 500-mb-Niveau und unter Berücksichtigung der Regeln für Verstärkung oder Abschwächung der Druckänderungen, wozu besonders die dreistündige Tendenzkarte und die Kenntnis der hohen Divergenz oder Konvergenz wertvolle Hilfe leisten, gezeichnet wird. Eine Vorhersagekarte der Topographie der 500-mb-Fläche wird aus der vorhergesagten Bodenkarte durch Überlagerung einer relativen Topographie abgeleitet, wozu die Vorhersage der Temperatur der Zwischenschicht notwendig ist. Für diese kommt als maßgebender Faktor die Advektion in Betracht, zu deren Erfassung eine aus der Bodenwetterkarte mit einer um 20% verminderten Geschwindigkeit des geostrophischen Windes erschlossene Verlagerungsgeschwindigkeit der Luftmassen angenommen wird.

Auf Grund seiner reichen Erfahrungen erläutert der Verfasser ferner, welche Besonderheiten noch bei der speziellen Vorhersage der einzelnen meteorologischen Elemente zu beachten sind. Hiezu wäre vielleicht auch noch mit besonderer Betonung darauf hinzuweisen, daß auch eine genaue Kenntnis der klimatologischen Verhältnisse des Prognosengebietes dem Prognostiker wertvolle Hilfe leisten wird und daher von ihm auch verlangt werden muß.

Im letzten Abschnitt werden wohl allzu kurz die längerfristigen Vorhersagen besprochen, wobei der Verfasser zwischen Mittelfristprognosen für 3 bis 7 Tage, Langfristprognosen für 10 Tage und Monats- oder Jahreszeitenprognosen unterscheidet. Die Mittelfristprognosen stellen eine Koppelung der synoptischen Methode, die von der Vorhersagekarte für den nächsten Tag ausgeht, mit der Beachtung ähnlicher Fälle aus früheren Zeiten und mit Mehrfachkorrelationen zwischen dem Gang einzelner meteorologischer Elemente dar. Für die Langfristprognose wird vom Verfasser hauptsächlich die Persistenz wellenartiger Schwingungen der Atmosphäre in Betracht gezogen, wozu auch Symmetrie und Spiegelungspunkte im Luftdruckgang und Singularitäten im Jahresgang meteorologischer Elemente Beachtung finden können. Für die Monats- und Jahresprognosen wird auf Korrelationen im nicht gleichzeitigen Gang verschiedener meteorologischer Elemente aus oft weit voneinander entfernten Gebieten hingewiesen. Abschließend werden noch langjährige Witterungsperioden besprochen, die vorwiegend mit 11jährigen oder säkularen Schwankungen der Sonnenfleckenhäufigkeit in Verbindung gebracht werden, was aber nicht durchwegs überzeugen kann. So scheint es mir doch mehr als gewagt, wenn behauptet wird, daß mit Rücksicht auf einen Zusammenhang mit extremen Sonnenfleckenanomalien der Eintritt der extrem kalten Kriegswinter kein ungelöstes Problem mehr darstellt.

Das Buch, das ungewöhnlich reich mit Karten und Diagrammbeigaben ausgestattet ist, bringt auch viele Anregungen und wird dem Wetterdienst unzweifelhaft sehr wertvolle Dienste leisten. Es wäre zu wünschen, daß es jeder Prognostiker grundlich studieren und verständig durcharbeiten möge.

Er wird aus den Anregungen und aus den Ergebnissen, aber auch aus einer kritischen Auseinandersetzung mit diesen reichen Gewinn schöpfen.

F. Steinhauser, Wien.

Extended Forecasting by Mean Circulation Methods. Von J. Namias. Mit 74 Textabb., 89 S. Washington: US-Dep. of Commerce, Weather Bureau. 1947.

Immer mehr bemüht sich die Wetterkunde, über die tägliche Vorhersage hinauszukommen und wissenschaftlich begründete Methoden zur Vorhersage des Wetters für eine Woche oder noch mehr zu schaffen, um damit besonders auch den Bedürfnissen der Praxis und vor allem der verschiedenen Wirtschaftszweige Rechnung zu tragen. Schon mehrere Jahre vor dem letzten Weltkrieg hat in Deutschland F. Baur eine Methode zur Vorhersage des Wetters für einen Zeitabschnitt von 10 Tagen ausgearbeitet, die auf der Entwicklung der synoptischen Wetterlage der letzten Zeit aufbaut und daraus unter Verwertung von Mehrfachkorrelationen und ähnlichen Großwetterlagen vergangener Zeiten die weitere Entwicklung ableitet. In dem vorliegenden Werk von J. Namias werden wir mit einer neuen Methode bekanntgemacht, die im amerikanischen Wetterdienst zur Vorhersage des Wetters für 6 Tage erfolgreich verwendet wird. Das Fortschrittliche an dieser Methode, die darin besteht, daß Pentadenmittelkarten der 700-mb-Fläche und der Bodendruckverteilung für die Nordhalbkugel vorausberechnet werden und daraus tägliche Wetterkarten für 6 Tage voraus sowie die Verteilung der Anomalien von Temperatur und Niederschlägen für die USA. abgeleitet werden, ist u. a. auch darin zu sehen, daß dabei neben Ergebnissen statistischer Untersuchungen auch Erkenntnisse der neueren Untersuchungen der allgemeinen Zirkulation verwertet werden. Diese machen es dadurch, daß z. B. die Verlagerungsgeschwindigkeit der Troge und Hochdruckrücken der Höhenkarte aus der Wellenlänge und der mittleren zonalen Strömungsgeschwindigkeit der Westwindzone berechnet oder die Bedingung für ihr Stationärwerden angegeben werden kann, möglich, in gewisser Hinsicht wenigstens einen Einblick in den physikalischen Mechanismus der Wetterentwicklung über mehrere Tage zu bekommen, wodurch die Zuverlässigkeit einer Prognose über die rein statistischen Methoden hinaus nicht unwesentlich gesteigert wird. Dies bedeutet einen großen Fortschritt.

Zur Erzielung eines besseren Überblicks über die Lage der wesentlichen Aktionszentren, deren Verlagerung für die Vorhersage von entscheidender Bedeutung ist, werden Pentadenmittelkarten der Höhe der 700-mb-Fläche und der Bodendruckverteilung gezeichnet. Die Intensität der allgemeinen Zirkulation wird durch „Zonalindex"-Zahlen erfaßt, die die mittlere zonale Komponente der Geschwindigkeit der vorwiegend östlichen bodennahen Strömung der subpolaren Zone, der vorwiegend westlichen Bodenströmung der gemäßigten Zone und der wieder vorwiegend östlichen Bodenströmung der Subtropenzone sowie die bereits in der 700-mb-Fläche gut zum Ausdruck kommenden vorherrschenden Westströmungen in allen drei Zonen angeben. Diese Indexzahlen zeigen für die einzelnen Zirkulationszweige verschiedene, aber charakteristische Jahresgänge, die, aus langjährigen Beobachtungen abgeleitet, ein Maß für den normalen Zustand der Zirkulation geben. Mehr oder minder langperiodische Rhythmen im zeitlichen Verlauf der Tageswerte oder der Pentadenmittel der Indexzahlen können für einzelne Jahre oder Jahresabschnitte ein gewisses Maß für die jeweils herrschende Trägheit der

atmosphärischen Zirkulation darstellen und finden für die Prognose Verwertung. Von der Größe der Indexzahl der zonalen Weströmung der gemäßigten Breiten hängt auch die Wellenlänge stationärer Wellen der Höhenkarte ab. Die Größe der Zonalindexzahlen charakterisiert auch die Zahl, Lage und Intensität der Aktionszentren der allgemeinen Zirkulation, welche Beziehung aus einer Koppelung zwischen Höhenkarte und Bodenkarte erklärlich ist. Daher gibt die Vorhersage der Indexzahlen schon einen wichtigen Anhaltspunkt für die Beurteilung der möglichen Entwicklung der allgemeinen Zirkulation. Diese Vorhersage läßt sich aus der Abweichung des letzten Pentadenmittels vom Normalwert mit Hilfe von Tendenzkurven der Indexzahlen oder aus der Vorhersage von Meridionalprofilen des Druckes ermöglichen. Für die Vorhersage der Indexzahlen für einzelne Sektoren ist die Beachtung des Blocking-Effekts wichtig, der darin besteht, daß eine Verzögerung der Westwindzirkulation westwärts fortschreitet und dabei Luftmassen anstaut, was sich in der Entwicklung eines Hochdruckrückens der Höhenkarte zeigt. Anderseits führt die Konvergenz polarer Kaltluft und subtropischer Warmluft zu einer wesentlichen Vergrößerung der Indexzahlen.

Zur Beurteilung der mittleren 700-mb-Karte ist zu beachten, daß sich die Troge und Hochdruckrücken dieser Pentadenkarten viel langsamer (mit $^1/_5$ Geschwindigkeit) verlagern als die der täglichen Karten, was dadurch Bedeutung bekommt, daß ein Trog der täglichen Karte seine größte Vertiefung erreicht, wenn er in ein Troggebiet der mittleren Karte kommt.

Die bedeutendsten Hilfsmittel für die Vorausberechnung der Pentadenkarte der 700-mb-Fläche liefern die physikalisch begründeten Berechnungen der Verlagerungsgeschwindigkeit der Troge, wobei die aus verschiedenen Ursachen mögliche Neubildung eines Troges als Störung jeweils zu berücksichtigen ist.

Für die Vorhersage der Vertiefung oder der Auffüllung von Trogen ist die Erkennung der Advektion von Kalt- bzw. Warmluftmassen wesentlich, welchem Zwecke Anomalienkarten der Temperatur für das Pentadenmittel und für die täglichen 700-mb-Karten dienen. Die Vertiefung oder Auffüllung von Trogen läßt sich auch aus einem Vergleich der Amplituden der Wirbeltrajektorien mit den Amplituden anderer Isolinien der 700-mb-Karten und aus dem Auftreten eines Blocking-Effektes erschließen. Auch Tendenzkurven der Verlagerung oder der Intensitätsänderung der Druckgebilde, die statistisch festgelegte, mit der Intervallänge exponentiell fortschreitende Abnahme der Korrelationen vom letzten Beobachtungstag zu den Folgetagen, Beziehungen der Anomalien des letzten Tages zu den Anomalien der vorausliegenden halben Pentade und eine Überlagerung der Pentadenmittelkarte und der Tendenzkarte der letzten zwei Tage werden für die Voraussage der 700-mb-Pentadenkarte verwendet. Es ist Aufgabe des erfahrenen Prognostikers, die jeweils zweckmäßigsten Methoden zu erkennen und anzuwenden.

Aus der vorhergesagten Pentadenkarte der 700-mb-Fläche wird die mittlere Pentaden-Bodenkarte mit Hilfe der Verteilung der virtuellen Temperatur der Zwischenschicht und unter Verwendung von Tendenzkurven der Verlagerung oder der Intensitätsänderung der Aktionszentren oder von Oszillationen der Zentren der Druckänderungen und unter Beachtung von Entwicklungstypen, die aus dynamischen Gründen anzunehmen sind, wobei wieder dem Blocking-Effekt besondere Bedeutung zukommt, abgeleitet. Im Sommer erfordern die kleineren Werte der Zonalindexzahlen und ihrer

Schwankungen, die Nordwärtsverlagerung des Subtropenhochs, der stärkere monsunale Einfluß und die größere Beständigkeit einmal ausgebildeter Höhenhochs, deren Entwicklung am besten mit isentroper Analyse studiert werden kann, Modifikationen der Vorhersagemethoden.

Zur Ergänzung der vorhergesagten Pentadenboden- und -höhenkarten werden Vorhersage-Anomalienkarten für Niederschlag und Temperatur gezeichnet, wobei die Anomalien nach statistisch festgelegten Grenzwerten bewertet werden. Die vorhergesagten Pentadenkarten beginnen 48 Stunden nach dem letzten Tag, der den Berechnungen zugrunde gelegt worden ist. Es müssen nun für den ganzen Zeitraum 6 tägliche Prognosenkarten entworfen werden, wobei die erste nach den üblichen Methoden der Konstruktion der Vorhersagekarte für den nächsten Tag gemacht wird und für die vierte Karte noch der Gesichtspunkt zu verwerten ist, daß diese der mittleren Pentadenkarte (abgesehen natürlich von der Intensität der Druckgebilde) am ähnlichsten sein muß. Anhaltspunkte zur Konstruktion der Vorhersagekarten für die einzelnen Tage geben auch noch Häufigkeitsverteilungen der Intensitäten von Zyklonen und Antizyklonen in verschiedenen Teilgebieten, eine enge Beziehung zwischen der mittleren Zyklonengeschwindigkeit und dem normalen Zonalindex der 700-mb-Karte bzw. der Bodenkarte, der Einfluß von Stärkeschwankungen der polaren oder subtropischen Ostwinde auf die Zyklonenwanderung bzw. auf die Ausbildung neuer Zyklonen, der Einfluß verschiedener Typen von meridionalen Druckprofilen der Bodenkarte auf die Zyklonenbahnen und die Tatsache, daß die vierte Karte der mittleren Pentadenkarte (abgesehen natürlich von der Intensität der Druckgebilde) am ähnlichsten sein muß.

Die geschilderte Vorhersagemethode hat sich im US-Wetterdienst in den letzten Jahren gut bewährt. Ihre Anwendung in anderen Gebieten erfordert eine Bereitstellung der entsprechenden Statistiken, aus denen die für die Prognose wichtigen Beziehungen zwischen Zonalindexzahlen, Entwicklung und Verlagerung von Aktionszentren oder von Höhentrogen bzw. Hochdruckrücken, Zugbahnen und Geschwindigkeiten der Zyklonen, Anomalien der Temperatur oder der Niederschlagsverteilung u. a. abgeleitet werden müssen, die wegen der bedeutsamen orographischen Einflüsse in verschiedenen Großräumen unterschiedlich sein werden. F. Steinhauser, Wien.

Dynamic Persistence and its Applications to Long-range Foreshadowing. Von I. I. Schell. (Harvard Meteorol. Studies: Nr. 8.) Mit 22 Textabb., 80 S. Milton: 1947. $ 1,—.

Von den auch schon in früheren Untersuchungen, namentlich von Walker u. a. festgestellten weltweiten Korrelationen zwischen gleichzeitigen und nicht gleichzeitigen meteorologischen Erscheinungen in verschiedenen Teilen der Erde kann man für eine langfristige Vorhersage für Monate oder Jahreszeiten erst einen richtigen Gebrauch machen, wenn auch der Einblick in den physikalischen Zusammenhang der korrelierten Erscheinungen gewonnen ist. Es ist deshalb ein großes Verdienst des Verfassers, in der vorliegenden Arbeit einige derartige physikalische Erklärungen aufgedeckt zu haben. Dabei wird von der Entdeckung der dynamischen Persistenz Gebrauch gemacht, deren Ursache der Verfasser in einer Trägheit meteorologischer Prozesse sieht, die sich in einer Tendenz zur Erhaltung eines Zustandes äußert, bis ein Anstoß zu ihrer Änderung durch äußere Ursachen erfolgt. Diese Persistenz wird hauptsächlich durch eine Beständigkeit der Hydro-

sphäre gestützt, die sich in positiven Korrelationen der Oberflächentemperaturen des Meeres von Monat zu Monat ($r = 0{,}57$ bis $0{,}67$) und von einem Sommerhalbjahr zum nächsten ($r = 0{,}35$) sowie in Korrelationen der polaren Vereisungsgebiete von Mai zu den Folgemonaten ($r = 0{,}87$ bis $0{,}43$) und von Frühling—Sommer zur gleichen Jahreszeit des nächsten Jahres ($r = 0{,}59$) äußert. Ferner wird auch als möglicher Faktor die Persistenz der Sonnentätigkeit erwähnt, die in Korrelationen der Fleckenhäufigkeit zwischen Monaten, Jahreszeiten und Jahren zum Ausdruck kommt. Die Verwertung der dynamischen Persistenz zur langfristigen Vorhersage wird an vier Beispielen gezeigt:

1. Eine lange Andauer der antizyklonalen Zirkulation über Nordaustralien (August bis Oktober) verzögert die Ablösung des trockenen Ostmonsuns durch den feuchten Westmonsun im südlichen und westlichen Ostindien und verursacht damit in diesen Gebieten unternormale Niederschläge im November.

2. Starke Zufuhr warmer nordatlantischer Luftmassen in der kalten Jahreszeit (Januar und Februar) in das Gebiet des nördlichen Eismeeres verhindert starke Kaltlufteinbrüche über Nordeuropa im Spätwinter (Februar und März) und umgekehrt.

3. Verstärkte Vereisung des grönländischen Meeres in den Monaten April bis Juni verschiebt die scharfe Grenze zwischen kaltem Eismeerwasser und warmem Golfstromwasser und damit auch die nordatlantische Zyklonentätigkeit südwärts, was wegen der Persistenz der ozeanischen Temperaturanomalien dazu führt, daß im folgenden Oktober bis Dezember in Nordnorwegen die Niederschlagsmengen unternormal ($r = -0{,}48$) und im Bereich von Irland bis Dänemark aber übernormal ($r + 0{,}46$) werden, und umgekehrt bei geringer Vereisung. Nach einem eisreichen Frühjahr nimmt auch die Häufigkeit der nordatlantischen Zyklonen scharf zu.

4. In den tropischen Gebieten von Australasien besteht eine beträchtliche Persistenz des Luftdrucks von September bis November zu Dezember bis Februar ($r = 0{,}77$), was die Zyklonentätigkeit und damit auch die Niederschlagsmengen im pazifischen Ozean und im Nordwesten der USA in einem zu den Luftdruckanomalien entgegengesetzten Sinne beeinflußt. Eine entgegengesetzte Korrelation der Niederschläge zwischen Nordwesten und Südosten der USA erklärt sich aus einer Südwärtsverlagerung des winterlichen Hochdruckrückens in den USA bei verstärkter Zyklonentätigkeit im Nordwesten und im Pazifischen Ozean. Auf Grund dieser Beziehungen wurden für Montana und Florida Anomalien der Winterniederschläge mit gutem Erfolg vorausberechnet.

Für die praktische Verwertung dieser Erkenntnisse wäre die Mitteilung der Durchschnittswerte sowie der Streuungsgrößen der einzelnen in der Voraussage verwendeten charakteristischen meteorologischen Elemente erwünscht gewesen, um davon im Einzelfall sogleich mit Verwendung der im Wetterfunk verbreiteten Climatmeldungen für langfristige Prognosen Gebrauch machen zu können. F. Steinhauser, Wien.

Atmospheric Electricity. Von J. A. Chalmers. Mit 36 Textabb., VII, 175 S. Oxford: At the Clarendon Press. 1949. 15 s. net.

Zusammenfassende Darstellungen über Luftelektrizität neueren Datums sind nur spärlich vorhanden. Schon aus diesem Grunde ist die durch 248 Literaturhinweise ergänzte Neuerscheinung von J. A. Chalmers lebhaft zu

begrüßen. — Nach kurzer Darstellung der geschichtlichen Entwicklung des Gebietes gibt Verf. einen Überblick über die physikalischen Grundbegriffe und typischen Gedankengänge der atmosphärisch-elektrischen Forschung. In 6 Kapiteln kommen dann mit zahlreichen methodischen und meßtechnischen Einzelheiten die verschiedenen luftelektrischen Einzelelemente: Ionen, Feld, Leitfähigkeit, Vertikalstrom, Spitzenentladung und Elektrizitätstransport durch Niederschläge zur Darstellung. Die 4 letzten Abschnitte sind den mehr umfassenderen Fragen der atmosphärischen Elektrizitätsbilanz, Gewitter, Blitz sowie der atmosphärischen Ladungstrennung (Gewittertheorien) gewidmet.

Verf. beschränkt sich, wie er einleitend bemerkt, bewußt auf die luftelektrischen Erscheinungen im engsten Sinne und läßt die Erscheinungsgebiete des Erdstromes, der Ionosphäre und der Wellenausbreitung, der Ultrastrahlung und der Radioaktivität völlig unberücksichtigt — eine Beschränkung, die fraglos zum Teil ihre große Berechtigung hat, zum Teil aber auch als harte Einengung empfunden werden muß. Die Darstellung ist übersichtlich, knapp und klar und bemüht sich, aus dem großen Reservoir von Einzelergebnissen eine Auswahl zu bieten, die das Typische und zugleich Zuverlässigste herausstellt. Umstrittene oder durch Meßerfahrung noch nicht genügend unterbaute Zusammenhänge, wie etwa der allgemeine Elektrizitätshaushalt der Gesamtatmosphäre, werden mit großer Vorsicht und einer dem Meßbefund die letzte Entscheidung überlassenden Kritik wiedergegeben.

H. Israël, Buchau a. F.

Beiträge zur Entwicklung des Föhns und Untersuchungen über Hochnebel. Von K. Frey. Mit 24 Textabb., 119 S. Basel: 1945.

Auf diese Arbeit muß vor allem deshalb aufmerksam gemacht werden, weil sie auf Grund von Beobachtungen der Temperaturverteilung im Kammhöhenniveau zu beiden Seiten des Gebirgszuges einen neuen Beitrag zur Klärung der mehrfach umstrittenen Frage der Ermöglichung des Absteigens der warmen Föhnströmung in die Niederung bringt. Daneben ist auch der gewonnene Einblick in die aerologischen Verhältnisse bei Föhn von allgemeinem Interesse. Die Schweiz bietet für solche Untersuchungen sehr günstige Gelegenheit, da sowohl vom Kamm und von den Hang- und Tallagen zu beiden Seiten als auch von entfernteren freien Berggipfeln im Luv und Lee der Föhnströmung günstige Beobachtungsstationen zur Verfügung stehen.

Aus der Verteilung der potentiellen und äquivalentpotentiellen Temperaturen an den Hang- und Talstationen beiderseits des St. Gotthards ergibt sich, daß bei Nord- und Südföhn jeweils auf der Leeseite am Gebirgshang meist adiabatische oder überadiabatische Temperaturgradienten auftreten, daß aber auf der Luvseite bei beiden Föhnarten, und zwar beim Südföhn noch mehr als beim Nordföhn, weder trocken- noch feuchtadiabatische Temperaturgradienten vorhanden sind. Daraus muß geschlossen werden, daß die Strömungslinien auf der Luvseite flacher verlaufen als das Geländeprofil.

Die aerologischen Verhältnisse der freien Atmosphäre sind dadurch charakterisiert, daß bei Südföhn die virtuellpotentielle Temperatur auf dem St. Gotthard durchschnittlich um 6° niedriger ist als auf den nördlichen Vorlandbergen gleicher Höhe. Daraus ergibt sich bei Südföhn auf dem St. Gotthard ein höheres Luftgewicht als über dem Vorland, was für das Absteigen der Föhnströmung im Lee von wesentlicher Bedeutung ist. Bei Nordföhn mit

Staulage nördlich der Alpen haben aber die Bergstationen des nördlichen Vorlandes etwas größere Luftdichte als gleiche Höhen über dem Hauptkamm (entsprechend einem Temperaturunterschied von 1 bis 2°).

Die nachgewiesene isobare Temperaturzunahme im Lee der Föhnströmung läßt erkennen, daß die isosteren Flächen die isobaren Flächen derart schneiden, daß Solenoide entstehen, die sowohl bei Süd- wie auch bei Nordföhn jeweils auf der Leeseite eine Luftbewegung mit absteigender Komponente bewirken.

In dem Föhnstadium, in dem die stärksten 24stündigen Druckgradientänderungen zwischen Zürich und Lugano vorkommen, treten bei Südföhn die stärksten Temperaturänderungen auf den Bergen ein. Sie sind auf den höchsten Bergen am stärksten positiv (Jungfraujoch 5,2°), auf den Vorbergen größer als auf dem Paß (Säntis 4,1°, St. Gotthard 1,3°), in der Leeniederung nur mehr schwach positiv (Altdorf 0,9°), in der Luvniederung aber negativ (Lugano — 2,4°). Zur Zeit der stärksten 24stündigen Staugradientänderungen bei Nordföhn treten wieder die größten Temperaturänderungen auf den Bergen ein. Sie sind in diesem Fall aber negativ, und zwar auf den höchsten Bergen und auf den Vorbergen am größten (Jungfraujoch — 6,0°, Säntis — 5,9°), am Paß selbst und in der Niederung kleiner (St. Gotthard — 3,1°, Altdorf — 3,5°), während in der Leeniederung eine schwache Erwärmung eintritt (Lugano + 1,3°). Diese Feststellung gibt einen interessanten Einblick in die Temperaturänderungen in einem bestimmten Abschnitt der Föhnentwicklung, erscheint aber deshalb etwas überraschend, weil man sonst aus der Zusammenfassung des gesamten thermischen Föhneffektes eine umgekehrte Verteilung mit der Höhe gewohnt ist. Die thermischen Druckänderungen haben einen größeren Anteil an den Staugradientänderungen (Jungfraujoch—Interlaken 93%, St. Gotthard—Altdorf 78%) als an den Föhngradientänderungen (Jungfraujoch—Interlaken 73%, St. Gotthard—Altdorf 64%). Die 24stündigen Föhngradientänderungen sind auf der Nordseite der Alpen nahe am Alpenkamm am größten (auf das Niveau des St. Gotthard umgerechnet pro 100 km Göschenen—Altdorf — 4,9 mm, St. Gotthard—Göschenen — 13,9 mm) auf der Südseite aber schwach positiv (St. Gotthard—Lugano + 1,0 mm). Noch größer sind bei Nordföhn die Staugradientänderungen in Kammnähe (Göschenen—Altdorf + 4,2 mm, St. Gotthard—Göschenen + 18,2 mm); im Süden sind sie dagegen schwach negativ (St. Gotthard—Lugano — 0,7 mm).

Diese Ergebnisse der Untersuchung der räumlichen Verteilung der meteorologischen Elemente, die Windbeobachtungen und Sonderuntersuchungen in anderen Gebieten führten den Verfasser zur Aufstellung eines neuen Föhnschemas: Bei noch bestehender Staulage mit noch anhaltender nördlicher Strömung in der Niederung und auf dem Kamm, setzt in der Höhe antizyklonales Absinken mit Erwärmung ein, die weiter nördlich größer ist als in Kammnähe, während an der Südseite der Alpen gleichzeitig die Temperatur noch abnimmt. Das Druckfallgebiet einer heranziehenden Depression führt zur Abschwächung des Staugradienten und zum Beginn der Föhnlage mit beginnenden Südwinden am Kamm und weiterer Verstärkung des isobaren Temperaturgefälles vom nördlichen Vorland zum Hauptkamm. Das damit entwickelte isobar-isostere Solenoidfeld liefert die Energie zur Ausräumung der Bodenkaltluftschicht und zum Absteigen der Föhnluft im Lee. Die Stromlinien auf der Luvseite verlaufen flacher als das Geländeprofil. Die aus Nordwest heranziehende Kaltluft zerstört das Solenoidfeld und bringt den Föhn von unten nach oben zum Erlöschen. Dabei steigt auf der Alpennordseite der Druck, während auf der Südseite der strato-

sphärische Druckfall sich noch bis in die Niederung durchsetzt, wodurch der Föhngradient sich in einen Staugradient umwandelt. Gleichzeitig bildet sich nun auf der Südseite ein Solenoidfeld aus, das die absteigende Komponente der Nordföhnströmung bewirkt. Der in den schematischen Darstellungen eingezeichneten schwachen Nordströmung in der Niederung der Leeseite bei Föhn und dem horizontalen Wirbel in der Niederung der Südseite möchte ich keine allgemeine Bedeutung beimessen, da es scheint, daß diese aus den Windbeobachtungen abgeleiteten Strömungen durch die Lage der Beobachtungsstationen an Seen lokal beeinflußt sind.

F. Steinhauser, Wien.

Wind at 100000 ft over South-East England. Observations and a Discussion of the Monsoon Theory of Wind at Great Heights. Von R. J. Murgatroyd und C. J. B. Clews. (Geophysical Memoirs: Nr. 83.) Mit 5 Textabb., 14 S. London: 1949. 6 d net.

Die Fortschritte, die während des letzten Krieges in der Kriegstechnik gemacht worden sind, wurden vielfach auch zur Erweiterung unserer meteorologischen Kenntnisse besonders in Gebieten verwendet, die bisher direkten Beobachtungen unzugänglich oder nur schwer zugänglich waren. Dazu gehören vor allem auch die größeren Höhen der Atmosphäre. In der vorliegenden Arbeit wird über Beobachtungen der Zugrichtung und Geschwindigkeit von Rauchwolken, die durch Explosion von Rauchgranaten in etwa 30 km Höhe über Dover erzeugt worden sind, berichtet. Daraus ergibt sich, daß in diesen Höhen im Sommer vorwiegend östliche Winde von geringer Geschwindigkeit (im Mittel 22 Knoten pro Stunde), im Winter aber vorwiegend westliche Winde mit viel höheren Geschwindigkeiten (im Mittel 77 Knoten, Höchstwert 128 Knoten) vorherrschen. Diese Änderung im Windsystem der oberen Atmosphäre wird bekanntlich daraus erklärt, daß in diesen Höhenlagen in höheren geographischen Breiten die Temperatur im Winter niedriger, im Sommer aber höher ist als in niedrigeren geographischen Breiten. Dies wird von den Autoren auch wieder durch den Vergleich der Radiosondenaufstiege von Larkhill und dem um 600 Meilen weiter nördlich gelegenen Lerwick bestätigt. Die aus dem durch Radiosonden gewonnenen Temperaturgradienten zwischen Larkhill und Lerwick berechneten thermischen Winde ergeben im Sommer gute Übereinstimmung mit den beobachteten Windgeschwindigkeiten (im Niveau von 11 mb), im Winter aber zu geringe Geschwindigkeiten, weshalb angenommen werden muß, daß in dieser Jahreszeit der Temperaturgradient zwischen beiden Stationen von — 5° F im 50-mb-Niveau auf — 20° F im 11-mb-Niveau zunehmen muß, während er im Sommer in beiden Niveaus + 5 bis + 7° F beträgt. Es mag bezweifelt werden, ob es zweckmäßig ist, dieses Windsystem der hohen Atmosphäre als Monsun zu bezeichnen, welcher Begriff für das markante Strömungssystem der Zirkulation zwischen Kontinenten und Ozeanen vergeben ist, wenn auch eine innere Begründung in dem jahreszeitlichen Wechsel und in der thermischen Bedingheit gegeben ist. F. Steinhauser, Wien.

Untersuchungen über den Aufbau von Fronten und Kaltluftropfen. Von W. Schwerdtfeger. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 3.) Bad Kissingen: 1948.

Der erste Teil stellt einen Neudruck eines Berichtes über die bei Wettererkundungsflügen über den nordwesteuropäischen Meeresgebieten gewonnenen

Erfahrungen über den Aufbau der Fronten dar und macht so diese außerordentlich wertvollen Ergebnisse den interessierten Fachkreisen zugänglich. Der Verfasser weist darin nach, daß an der Vorderseite der Warmfront und der Okklusion in gleicher Weise ein Aufgleiten erfolgt bei gleichartigem Aufbau der Mischungsschicht, daß beim Aufgleiten nicht nur die Mischungsluft, sondern die Warmluft in ihrer Gesamtheit eine Aufwärtsbewegung vollführt, daß die Aufgleitbewölkung meist einen stetigen Übergang von Cs—As—Ns zeigt und daß sich in mehr als der Hälfte der Fälle eine Aufgleitinversion mit Feuchtezunahme oder -gleichheit auch tatsächlich nachweisen ließ. An den zyklonalen Kaltfronten wurde in Abweichung von bisherigen Auffassungen nicht ein keilförmiges Vordringen der Kaltluft, sondern meist eine mehr als 100 km breite hochreichende labile Übergangszone mit starker Cu- oder Cb-Bewölkung großer vertikaler Mächtigkeit beobachtet, die durch vorauseilende hohe Kaltluft verursacht wird und in gleicher Weise auch an der Rückseite der Okklusion auftritt.

Im zweiten Teil bringt der Verfasser in Erweiterung seiner Erfahrungen bei den Wettererkundungsflügen über See auf die Erscheinungen über Land eine Einteilung der Kaltfronten, in der ein Typ I mit stärkerem und ein Typ II mit schwächerem vertikalem Temperaturgradienten in der Kaltluft als in der Warmluft unterschieden wird, wobei jeder Typ in Ia bzw. IIa und Ib bzw. IIb unterteilt wird, je nachdem, ob die Isolinien der relativen Topographie in der Kaltluft in Richtung zunehmenden Druckes mit der Kaltfront einen Winkel unter oder über 90 Grad einschließen und dementsprechend die frontsenkrechte Komponente des Windes mit der Höhe zunimmt oder abnimmt. Ein keilförmiges Vordringen der Kaltluft in den unteren Schichten ist nur bei den Typen Ib und IIb möglich. Daß es keilförmige Kaltlufteinbrüche aber gar nicht so selten gibt, läßt sich überzeugend aus Registrierungen in verschiedenen Höhen im Gebirge durch die Verspätung des Kälteeinbruchs mit der Höhe nachweisen, wie z. B. H. Ficker in seiner Arbeit über den Transport kalter Luftmassen über die Alpen gezeigt hat. Typ Ia bringt stärkere Abkühlung oben mit Quellwolkenbildung vor und hinter der Front, stärkste Bewölkung vor und in der Front und Schauerniederschläge. Die übrigen Typen bringen die stärkere Abkühlung unten. Bei Typ Ib herrschen in der Front Schicht- und Quellwolken und hinter der Front Quellwolken vor, bei Typ IIa Schichtwolken vor der Front, Schicht- und Quellwolken in der Front und Quellwolken hinter der Front, bei Typ IIb in der Front Quell- und Schichtwolken und hinter der Front Schichtwolken mit gleichmäßigen Niederschlägen. Im allgemeinen gibt es Übergangsformen, wobei im kernnahen Teil der Zyklonen nach Schwerdtfeger meist Typ Ia und im kernferneren Teil Typ IIa vorherrschen, was aber der Häufigkeit der keilförmigen Kaltlufteinbrüche nicht ganz gerecht wird.

Eine große Bedeutung im neuen synoptischen Dienst haben die sogenannten *Kaltlufttropfen* erlangt, besonders deshalb, weil sie im Bodendruckfeld eigentlich nicht zu merken sind, um so deutlicher aber in den Höhenwetterkarten in Erscheinung treten. Es handelt sich dabei meist um eine mächtige, von ihrem Ursprung durch dazwischengeschobene Warmluft abgeschnürte Kaltluftmasse, die in den Höhenkarten und besonders in der relativen Topographie als geschlossenes Tief sich zeigt und dementsprechend einen Wirbel im oberen Strömungsfeld darstellt, wobei in der Höhe die kalte Luft vorauseilt. Die Verlagerung der Kaltlufttropfen erfolgt in Richtung des Gradientwindes des Bodendruckfeldes oder nach rechts davon abgelenkt mit einer Geschwindigkeit, die jedenfalls kleiner ist als die Höhenströmung

und meist auch kleiner als die Bodenströmung. Nach Ansicht Schwerdtfegers soll, wenn das Gebiet kältester Luft in höheren Schichten im Sinne der Hauptströmungsrichtung der unteren Schichten weiter zurückliegt als unten, im zentralen Teil des Kaltlufttropfens Druckfall eintreten und das Vorausströmen der Kaltluft in der Höhe begünstigt werden. Anderseits füllen sich die mit dem Kaltlufttropfen verbundenen Tiefs auch häufig auf, wofür die Bedingungen günstig sind, wenn das Gebiet kältester Luft in hohen Schichten schon weiter voraus liegt als unten.

Die Wetterwirksamkeit der Kaltlufttropfen weist eine vom Frontenschema abweichende Form auf und umfaßt Schlechtwettergebiete, die die Schlechtwettergebiete der Fronten an Umfang meist noch übertreffen. Sie kommen durch Konvektionsvorgänge im vorderen Teil mit Quellbewölkung, zwischengelagerten Aufheiterungszonen und schauerartigen Niederschlägen und durch stabile Hebung und Gleitvorgänge im hinteren Teil der Kaltlufttropfen mit entsprechender Schichtbewölkung zustande. Eine eingehendere Analyse des Aufbaues der Kaltlufttropfen würde eine Verdichtung des aerologischen Beobachtungsnetzes erfordern. Es scheint mir daher mit der vorliegenden Arbeit der ganze Problemkomplex der Erscheinungsformen der Kaltlufttropfen und der verschiedenen Formen ihres Aufbaues und ihrer Entwicklung auch noch nicht erschöpfend erfaßt zu sein. So gewinnt man im praktischen Wetterdienst z. B. manchmal den Eindruck, daß auch Kaltlufttropfen vorkommen, deren Kaltluftkörper sich gar nicht so hoch erstreckt und daß gerade diese oft besonders langlebig und wirksam sind. Auch scheinen sich Kaltlufttropfen, die aus dem Osten kommen, oft anders zu verhalten als solche aus Nordwesten.

Da Schwerdtfeger ein Meteorologe ist, der nicht nur in vielen Hunderten von Wettererkundungsflügen die verschiedensten Arten der Wetterentwicklung unmittelbar kennengelernt, sondern sie auch mit wissenschaftlichem Interesse verfolgt und studiert hat, verdienen die Auswertungen seiner Erfahrung allerhöchste Beachtung. F. Steinhauser, Wien.

Die Arbeiten und Forschungsergebnisse der Wolkenforschungsstelle des Reichsamtes für Wetterdienst in Prag. Von G. Schulz. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 1.) Bad Kissingen: 1947.

Umfangreiche Untersuchungen, die in dieser Art auch nur mit Mitteln gemacht werden konnten, wie sie in einem Krieg für kriegswichtige Forschungen aufgewendet werden, wurden von der deutschen Wolkenforschungsstelle durchgeführt, und es ist sehr verdienstlich, daß hier ein abschließender Bericht über die bisher noch nicht veröffentlichten Ergebnisse und zugleich Neudrucke der wichtigsten der im Kriege geheimgehaltenen Forschungsberichte vorgelegt werden. Die Forschungsstelle, die unter der tatkräftigen Leitung W. Findeisens stand, war bestrebt, die auf Forschungsflügen in Wolken beobachteten Erscheinungen durch geeignete Experimente im Laboratorium künstlich nachzumachen und auf diese Art ihre Gesetzmäßigkeit zu ergründen und damit auch die Richtigkeit der Beobachtungen zu beweisen. In dem vorliegenden Bericht werden einige neue Apparaturen und die damit gewonnenen Ergebnisse beschrieben.

Mittels einer transportablen Überdruckapparatur, in der die Luftproben auf 12 Atmosphären gebracht werden konnten, wurde durch allmähliche Expansion die Eisteilchenbildung bei verschiedenen Steiggeschwindigkeiten,

dem Vorgang bei Quellwolkenbildung entsprechend, untersucht und bei Steiggeschwindigkeiten bis 40 m pro Sek. eine Abnahme der kritischen Temperatur der Eisteilchenbildung von — 8 bis — 22° festgestellt, während bei höheren Steiggeschwindigkeiten die Eisteilchenbildung wieder bei höheren Temperaturen beginnt und beträchtlich größere Eisteilchen liefert.

Zur Untersuchung der Eisteilchenbildung in Schichtwolken wurde eine Schichtwolkenapparatur entwickelt, bei der in einem wärmeisolierten Kessel die Eisteilchenbildung bei konstantem Druck unter Abkühlung oder Feuchtezufuhr und die Verteilung der wirksamen Sublimationskerne über den Temperaturbereich und ihre tägliche Änderung studiert werden konnte. Die Eisteilchenbildung setzt bei — 3 bis — 18° ein, die Zahl der Eisteilchen steigt mit abnehmender Temperatur allmählich, unter — 28 bis — 35° aber sehr rasch an. Die Apparatur ermöglichte auch die Erzeugung von Wasser-, Misch- oder Eiswolken und die Beobachtung der Umwandlung von Mischwolken in reine Wasserwolken durch Ausfallen der Eisteilchen oder besonders bei tiefen Temperaturen die Umwandlung in Eiswolken durch rasches Wachsen der Eisteilchen auf Kosten der Wassertröpfchen. Die Eisteilchenbildung unterblieb, wenn die Luft im Kessel einige Tage gestanden war oder wenn die Eisteilchen ausgefallen waren, wodurch offenbar die wirksamen Sublimationskerne der Luft entzogen worden waren.

Die Eisteilchenbildung und der Sublimationskerngehalt der Luft kann einfach auch dadurch beobachtet werden, daß in einem 4 bis 5 Liter fassenden Becherglas die Luft durch einen im Deckel des Glases eingelassenen, mit Mischung von Trockeneis und Alkohol beschickten Erlenmeyerkolben gekühlt wird.

Interessant ist, daß auch auf Grund der Ergebnisse der Untersuchung der Eisteilchenbildung schon im Jahre 1942 Versuche unternommen wurden, durch Impfen von unterkühlten Ac-Wolken mit fein zerstäubtem Kieselgur, der bei Temperaturen unter — 8° als Sublimationskern wirksam wird, künstlichen Regen oder Wolkenauflösung herbeizuführen, was aber nur in geringem Ausmaß gelang und nicht weiter verfolgt werden konnte.

Da die Anwesenheit von Alkohol-, Salzsäure- und Schwefeldioxyddämpfen oder von Chlor mit Nitrosylchlorid die Sublimationskerne zur Eisteilchenbildung ungeeignet machen soll, sollte durch entsprechenden Zusatz zu den Auspuffgasen die Bildung von Kondensationsfahnen hinter Flugzeugen verhindert werden. Die Versuche konnten nicht zu Ende geführt werden.

Ferner wird über die Entwicklung eines Vereisungswarngerätes, über die Konstruktion eines Flugzeugthermometers zur Anzeige der wahren Lufttemperatur unabhängig von der Fluggeschwindigkeit und über ein Gerät zur drahtlosen Anzeige der Wolkenhöhen und Wolkendicken berichtet.

Im Anhang sind folgende, während des Krieges als nicht öffentliche Druckschriften erschienene Arbeiten nachgedruckt:

W. Findeisen, Ergebnisse von Wolken- und Niederschlagsbeobachtungen bei Wettererkundungsflügen über See.

W. Findeisen, Temperatur- und Feuchtigkeitsmessungen bei hohen Fluggeschwindigkeiten.

W. Findeisen und B. Walliser, Experimenteller Nachweis der Abhängigkeit der Vereisungsgrenze von der Fluggeschwindigkeit.

W. Findeisen und G. Schulz, Experimentelle Untersuchungen über die atmosphärische Eisteilchenbildung I.

Von diesen Arbeiten ist besonders die letzte schon deshalb interessant, weil darin zufolge ihres späten Erscheinungsjahres (1944) Findeisen Ge-

legenheit geboten war, sich mit den von verschiedenen Seiten, gestützt auf theoretische Überlegungen oder auf Beobachtungsergebnisse, vorgebrachten Einwendungen gegen seine Auffassung von der Eisteilchenbildung und von der Existenz von eigenen Sublimationskernen (über die man eine schöne Übersicht bei F. Möller, Thermodynamik und Physik der Wolken, im Band „Meteorologie und Physik der Wolken" der Berichte über Naturforschung und Medizin in Deutschland 1939—1946 findet) auseinanderzusetzen. Er machte davon allerdings nur in allgemeiner Form Gebrauch, ohne auf die einzelnen Vorhalte konkret einzugehen, und bringt seine neuen Ergebnisse nur unter dem Gesichtspunkt dieser kritischen Einwände als Widerlegung. Im wesentlichen hält er trotz der vorgebrachten Einwände seine früheren Beobachtungsergebnisse und die daraus abgeleiteten Folgerungen aufrecht und bringt als Ergebnis seiner neuen experimentellen Untersuchungen den Nachweis der Existenz von Sublimationskernen erster Art, die nur in geringer Zahl vorhanden sein sollen und bei verhältnismäßig hoher Temperatur wirksam werden, und von Sublimationskernen zweiter Art, die sehr zahlreich vorhanden sein sollen, aber erst bei tieferen kritischen Temperaturen wirksam werden. In diesem Zusammenhang ist interessant, daß auch bei den Versuchen von Schaefer und Langmuir[1] über die Bildung von Eiskristallen festgestellt worden ist, daß sich diese bei Temperaturen von — 40° spontan bilden, was ungefähr der Temperatur der Wirksamkeit der Sublimationskerne zweiter Art nach Findeisen entsprechen würde, während anderseits Substanzen, die in gleicher Form wie Eis kristallisieren — von Langmuir wird ein Versuch mit Silberjodid angeführt —, auch bei höheren Temperaturen (analog Findeisens Sublimationskernen erster Art) wirksam werden. Ferner wird gezeigt, daß die kritische Temperatur der Sublimationskerne erster Art mit zunehmender Steiggeschwindigkeit bei der Quellwolkenbildung abnimmt, während gleichzeitig die kritische Temperatur der Sublimationskerne zweiter Art zunimmt, derart, daß bei geringer Vertikalgeschwindigkeit der Unterschied der kritischen Temperaturen beider Kernarten 35°, bei Vertikalgeschwindigkeit von 25 m pro Sek. aber nur mehr 9° beträgt.

Zur Klärung der umstrittenen wichtigen Probleme wäre aber doch eine konkrete Auseinandersetzung mit den auch von der Gegenseite konkret vorgebrachten Einwendungen wünschenswert gewesen, was leider auch der Mitarbeiter Findeisens in der vorliegenden Veröffentlichung unterlassen hat. Wie immer aber auch der Streit um die theoretischen Probleme ausfällt, scheint man doch jedenfalls sagen zu können, daß die Auffassungen Findeisens und seiner Mitarbeiter wenigstens als fruchtbare Arbeitshypothesen zu unzweifelhaft neuen Erkenntnissen auf dem Gebiet der Physik der Wolken und der Niederschlagsbildung direkt oder indirekt zumindest angeregt haben.

F. Steinhauser, Wien.

Über den täglichen und jährlichen Gang der Höhenabhängigkeit der Temperatur in den unteren 300 Metern der Atmosphäre und ihren Zusammenhang mit der Konvektion. Von K. Brocks. (Berichte des Deutschen Wetterdienstes in der US-Zone: Nr. 5.) Bad Kissingen: 1948.

Die Auswertungen aller in der Literatur bekanntgewordenen mehrjährigen Temperaturregistrierungen in verschiedenen Höhen zwischen 2,5 cm und

[1] Irving Langmuir: The Growth of Particles in Smokes and Clouds and the Production of Snow from Supercooled Clouds. Proc. Americ. Phil. Soc. Vol. 92, No. 3 (1948).

300 m Höhen aus dem west- und mitteleuropäischen Raum ergab, daß während der Tagesstunden die Lufttemperatur in den bodennächsten Schichten bis zu einer Grenzhöhe eine einem logarithmischen Gesetz $\frac{dt}{dz} = a\, z^{-1}$ folgende Abnahme mit der Höhe mit überadiabatischen Gradienten zeigt. Diese Schicht wird als „*labile Unterschicht*" bezeichnet. Die Grenzhöhe schwankt im Jahresgang zwischen 4 m im Dezember und 30 m im Sommer. Die Temperaturgradienten liegen in 1 m über dem Boden zwischen — 6°/100 m im Dezember und — 45°/100 m im Juni, die labile Unterschicht findet sich etwas schwächer entwickelt auch an bedeckten Tagen. Im Durchschnitt aller Wetterlagen hält sich die labile Unterschicht im Winter 5 Stunden und im Sommer 13 Stunden pro Tag. Ihre größte Schichtdicke wird, abgesehen vom Winter im allgemeinen, schon vor dem Tagessonnenhöchststand erreicht. Schichtdicke und bodennahes Temperaturgefälle charakterisieren den Zustand der labilen Unterschicht in Abhängigkeit von der Sonnenhöhe. Die Tagesgänge der Einstrahlung und der Temperaturgradienten in 1 m Höhe weisen einen parallelen Tagesgang auf, die Höhe der labilen Unterschicht bleibt aber nach einem raschen Anstieg nach Sonnenaufgang stagnierend und ändert sich tagsüber bis einige Stunden vor Sonnenuntergang nicht viel, während gleichzeitig die Austauschgröße über dieser Schicht um die Mittagszeit sehr hohe Werte erreicht, wodurch der Tagesgang der Höhe der labilen Unterschicht sich als Ausdruck eines Konvektionsgleichgewichtes erklärt.

Über der labilen Unterschicht lagert ein Bereich mit adiabatischen und im unteren Teil schwach überadiabatischen Gradienten, der vom Verfasser als „*adiabatische Zwischenschicht*" bezeichnet wird. Diese erreicht im Frühling und Sommer zur Mittagszeit Höhen bis 200 m, findet sich im Winter aber überhaupt nicht. Im Tagesgang scheint die adiabatische Zwischenschicht sich erst dann zu entwickeln, wenn die labile Unterschicht zu stagnieren beginnt, was aus dem Zusammenhang mit dem Tagesgang des Austausches erklärlich ist.

In den Subtropen (Ägypten) läßt sich die labile Unterschicht ebenfalls nachweisen, und sie reicht dort höher.

Eine Inversion verursacht eine sehr starke Verschärfung der Temperaturgegensätze in der labilen Unterschicht, die zu periodisch wiederholten Durchbrüchen durch die Sperrschicht führen.

Auch über Wasser scheint, wenn die Wassertemperatur höher ist als die Lufttemperatur, in den untersten $^1/_2$ bis 1 m eine logarithmische Abnahme der Temperatur mit der Höhe vorhanden zu sein, wie auch für die bodennahe Luftschicht festgestellt wurde.

Derartige Arbeiten, in denen aus verschiedenen Sonderuntersuchungen gewonnenes Beobachtungsmaterial auf darin enthaltene *allgemeine* Gesetzmäßigkeiten geprüft werden, sind sehr wertvoll und daher zu begrüßen.

F. Steinhauser, Wien.

Allgemeine Meteorologie. Von H. Berg. Mit 86 Textabb., 337 S. Bonn: F. Dümmlers Verlag. 1948. DM 14.60.

Der Verf. bezweckt mit dem vorliegenden Werk ein kürzeres Lehrbuch als Einführung für die Studenten einerseits und eine einfache Möglichkeit zur ersten Orientierung für Vertreter benachbarter Wissenschaften anderseits zu schaffen. Damit kommt er unzweifelhaft einem großen Bedürfnis entgegen und füllt eine Lücke im deutschen meteorologischen Schrifttum. Er

versteht es auch, diese Einführung durch übersichtliche Gestaltung und klare, einfache Darstellung leicht verständlich zu machen.

Wie bei allen einführenden Lehrbüchern in ein umfangreiches Wissensgebiet kann man natürlich zum Teil über die Auswahl des Gebotenen verschiedener Meinung sein. So finde ich es als sehr begrüßenswert und zweckmäßig, daß der Verf. auch die wichtigsten Ergebnisse der meteorologischen Optik, der atmosphärischen Akustik und der Luftelektrizität behandelt. Dagegen scheint mir, daß das heute so wichtige Gebiet der synoptischen Meteorologie doch viel zu kurz gekommen ist. So würde man in einem Lehrbuch der allgemeinen Meteorologie doch auch eine Darstellung einer Wetterkarte und einer Höhenkarte und eine Einführung in die Arbeit mit und an solchen Karten suchen. Es wäre zu wünschen, daß dies bei einer Neuauflage nachgetragen wird. Bei einzelnen noch nicht geklärten Problemen wäre vielleicht auch ein stärkerer Hinweis darauf, daß die betreffende Frage noch umstritten ist, erwünscht gewesen, so z. B. bei der Sublimation an Quarzkernen u. a.

Der Aufbau des Buches weicht zum Teil von dem üblichen Schema ab. Ausgehend von den Strahlungsströmen werden anschließend Temperatur, Luftdruck, Wasserdampf, aerologische Methoden und Ergebnisse, Wolken und Hydrometeore behandelt. Dann folgen Abschnitte über atmosphärische Optik, atmosphärische Akustik, elektrische und magnetische Erscheinungen und über die hohe Stratosphäre. Mit der Behandlung des Windes beginnt dann ein neuer Abschnitt, in dem die meteorologischen Felder, dynamische Betrachtungen, Grundbegriffe der synoptischen Meteorologie, großräumige und kleinräumige Zirkulationen und Beziehungen zwischen meteorologischen Vorgängen verschiedener Zeiten und verschiedener Gebiete der Erde dargestellt werden.

Das Buch wird vor allem den Studierenden als handliche und klare Einführung sehr gute Dienste leisten. F. Steinhauser, Wien.

Herausgeber, Eigentümer und Verleger: Springer-Verlag, Wien I, Mölkerbastei 5.
Für den Inhalt verantwortlich: Prof. Dr. F. Steinhauser, Wien V, Schloßgasse 14.
Druck: Manzsche Buchdruckerei, Wien IX.

Die Verfasser werden gebeten, den Text möglichst knapp zu fassen und historische Einleitungen tunlichst zu vermeiden. In den beigegebenen Tabellen ist die Wiedergabe unverarbeiteten, umfangreichen Beobachtungsmaterials zu vermeiden; auch sollen die Resultate im allgemeinen nicht durch Tabellen und Kurven gleichzeitig wiedergegeben werden. Die Tabellen sollen eine Überschrift tragen.

Die Arbeiten können in deutscher, englischer oder französischer Sprache erscheinen. Es soll ihnen eine Zusammenfassung in mindestens zwei Sprachen vorangestellt werden. Eine Zusammenfassung ist auf jeden Fall vom Verfasser mitzuliefern, ihre Übersetzungen werden nötigenfalls vom Verlag besorgt. Die Literaturhinweise erfolgen durch im laufenden Text in Klammern eingefügte Nummern, die genaue Zitate bezeichnen, die in einem Literaturverzeichnis am Ende der Arbeit zusammenzustellen sind.

Die Manuskripte sind gewöhnlich in Maschinenschrift auf einseitig beschriebenen, fortlaufend paginierten Blättern abzufassen. Abbildungsvorlagen sind in so sauberer Wiedergabe einzusenden, daß sie entweder unverändert verwendet oder durch Zeichner des Verlages einwandfrei neu gezeichnet werden können. Die Beschriftung, die innerhalb der Zeichnung angebracht wird, ist nur mit weichem Bleistift einzutragen. Unterschriften zu den Zeichnungen werden im Druck wiedergegeben, ihre Vorlagen sollen dem Manuskript direkt beigegeben werden.

Es können grundsätzlich nur Arbeiten angenommen werden, die vorher weder im Inland noch im Ausland veröffentlicht worden sind; die Autoren sind verpflichtet, auch nachträglich bis mindestens zum 31. Dezember des auf das Erscheinen folgenden Kalenderjahres ihre Arbeit nicht anderweitig in gleicher oder ähnlicher Form zu veröffentlichen.

Die Autoren erhalten eine erste Fahnenkorrektur, die sie nach erfolgter Durchsicht an den Verlag zu senden haben; eine Umbruchkorrektur wird den Autoren nicht zugestellt.

Die Mitarbeiter erhalten 75 Sonderdrucke ihrer Arbeit (ohne Umschlag) kostenlos; sie können eine beschränkte Anzahl weiterer Sonderdrucke gegen Entschädigung beziehen, müssen diese jedoch bei der Rücksendung der ersten Korrektur bestellen.

Manuskripte und Anfragen sind an einen der beiden unterzeichneten Herausgeber zu richten.

Dozent Dr. **W. Mörikofer**
Physikalisch-Meteorologisches Observatorium
Davos-Platz, Schweiz

Prof. Dr. **F. Steinhauser**
Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik
Wien V, Schloßgasse 14, Österreich

Springer-Verlag
Wien I, Mölkerbastei 5
Österreich

Archiv für Meteorologie, Geophysik und Bioklimatologie

Serie B: Allgemeine und biologische Klimatologie

Herausgegeben von

W. Mörikofer, Davos, und **F. Steinhauser**, Wien

Soeben erschien:

Band I, Heft 3–4

(Abgeschlossen im November 1949)

Mit 51 Textabbildungen. 227 Seiten. S 94.—, sfr. 29.50, $ 6.80, DM 28.50

Inhalt: **Cauer, H.** Ergebnisse chemisch-meteorologischer Forschung. — **Schüepp, W.** Die Bestimmung der Komponenten der atmosphärischen Trübung aus Aktinometermessungen. — **Tollner, H.** Der Einfluß großer Massenerhebungen auf die Lufttemperatur und die Ursachen der Hebung der Vegetationsgrenzen in den inneren Ostalpen. — **Albrecht, F.** Betrachtungen über die Konstruktionsgrundlagen von Strahlungsumsatzmessern und Beschreibung einer einfachen Form dieses Gerätes. — **An der Lan, Hannes.** Meteorologische Besonderheiten der Ägäis. — **Voigts, H.** Wärmestundensummen und phänologische Erscheinungen. — **Bornschein, H.** Untersuchungen über die Hauttemperatur bei Sauerstoffmangel. — **Buchbesprechungen.**

SPRINGER-VERLAG IN WIEN

Im Februar 1950 erscheint:

Waldbau auf pflanzengeographisch-ökologischer Grundlage. Von Prof. Dr. **L. Tschermak**, Wien. Mit 153 Textabbildungen. Etwa 730 Seiten. S 183.—, sfr. 60.—, $ 13.80, DM 57.—
Geb. S 195.—, sfr. 63.—, $ 14.50, DM 60.—

Entwicklungslehre des Bodens. Von Prof. Dr. Ing. **W. Kubiëna**, Bundesanstalt für alpine Landwirtschaft Admont, a. o. Professor an der Hochschule für Bodenkultur in Wien. Mit 5 Textfiguren und 36 großenteils mehrfarbigen Abbildungen auf 9 Tafeln. XI, 215 Seiten. 1948.
S 66.—, sfr. 28.70, $ 6.60, DM 22.—
Geb. S 72.—, sfr. 31.50, $ 7.20, DM 24.—

Einführung in die Vererbungslehre. Von Prof. Dr. **F. Mainx**, a. o. Professor an der Universität Wien. Mit 30 Textabbildungen. VI, 148 Seiten. 1948. S 24.—, sfr. 10.50, $ 2.40, DM 8.—

Aus dem Leben der Bienen. Von Dr. **K. v. Frisch**, Professor der Zoologie und Direktor des Zoologischen Instituts an der Universität Graz. Vierte, neubearbeitete und ergänzte Auflage. 16. bis 20. Tausend. Mit 112 Abbildungen. VI, 196 Seiten. 1948.
S 18.—, sfr. 8.40, $ 2.—, DM 6.—

Duftgelenkte Bienen im Dienste der Landwirtschaft und Imkerei. Von Dr. **K. v. Frisch**, Professor der Zoologie an der Universität Graz. Mit 50 Textabbildungen. X, 189 Seiten. 1947.
S 36.—, sfr. 16.—, $ 3.70, DM 12.—

Die künstliche Radioaktivität in Biologie und Medizin. Eine gemeinverständliche Einführung. Von Dr. **Traude Bernert**, Institut für Radiumforschung, Wien. Mit 27 Textabbildungen. VI, 83 Seiten. 1949. S 18.—, sfr. 7.80, $ 1.80, DM 6.—

Zu beziehen durch jede Buchhandlung

Printed in Austria